



TITLE:

護岸の被災特性と洗掘機構に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

安田, 誠宏

CITATION:

安田, 誠宏. 護岸の被災特性と洗掘機構に関する研究. 京都大学, 2002, 博士(工学)

ISSUE DATE:

2002-09-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k9791>

RIGHT:

新制

工

1251

護岸の被災特性と洗掘機構に関する研究

2002年4月

安 田 誠 宏

護岸の被災特性と洗掘機構に関する研究

2002年4月

安 田 誠 宏

目次

第1章	緒論	1
第2章	護岸の被災特性の統計的解析	11
2.1	護岸の被災事例とその統計解析	11
2.1.1	被災事例資料	11
2.1.2	被災事例の分類	14
2.1.3	被災護岸の外的要因	16
2.1.4	被災護岸の統計	18
2.1.5	護岸の被災形態	21
2.2	被災原因	22
2.2.1	被災原因の割合	22
2.2.2	護岸形式別被災原因	23
2.2.3	気象条件別被災原因	24
2.2.4	被災時の波の諸元	25
2.2.5	越波	27
2.2.6	波力	29
2.2.7	ブロック所要重量	32
2.2.8	複合災害	34
2.3	結語	36
第3章	護岸の洗掘被災特性	41
3.1	洗掘による被災事例	41
3.1.1	洗掘被災護岸の統計	41

3.1.2	護岸形式別の洗掘被災特性	42
3.2	越波およびブロック重量に及ぼす洗掘の影響	47
3.2.1	水深増大	47
3.2.2	消波ブロックの沈下および散乱	49
3.3	結語	51
第 4 章	護岸の沈下実験	53
4.1	実験の目的	53
4.2	実験条件	54
4.2.1	断面地形と海岸構造物	54
4.2.2	消波ブロックの設置条件	55
4.2.3	入射波条件	56
4.2.4	波浪作用時間の設定	57
4.2.5	砂地盤変形量の測定法	57
4.3	実験結果	58
4.3.1	断面形状の変化	58
4.3.2	消波ブロック設置部における洗掘	69
4.3.3	洗掘・堆積の判定条件	71
4.3.4	消波工天端の沈下	72
4.4	結語	73
第 5 章	数値計算による洗掘機構の検証	75
5.1	Boussinesq 方程式	75
5.1.1	モデル方程式：2 次元	78
5.1.2	モデル方程式：1 次元	80
5.1.3	ソース関数による造波	81
5.1.4	砕波	83
5.1.5	汀線移動の処理	84
5.1.6	サブグリッド乱流混合	86
5.2	数値モデル	86

5.2.1	有限差分スキーム	86
5.2.2	境界条件	91
5.2.3	数値フィルター	93
5.3	計算結果	95
5.3.1	計算条件	95
5.3.2	波浪変形の特徴	97
5.3.3	底面流速の特徴	105
5.4	結語	109
第6章	結論	115
	謝辞	117
付録A:	波浪に係わる水理実験の変遷	119
A.1	分類方法	119
A.2	水理実験の変遷	120
A.2.1	実験論文の変遷	120
A.2.2	実験内容	121
A.2.3	実験に用いた波浪の種類	122
A.2.4	実験水槽	123
A.3	実験の目的による分類	124
A.3.1	検証実験	124
A.3.2	波浪関連	126
A.3.3	波力・波圧	131
A.3.4	漂砂・洗掘	134
A.4	結語	135

第1章

緒論

我が国は、四方を海で囲まれており、また入り組んだ複雑な地形を持つことから、非常に長い海岸線を有し、その総延長は約 35,000km にも及んでいる。海岸は、古くから漁業の場や湊として利用されており、近世以降はその周辺部も含めて道路、鉄道、港湾、空港等の産業・交通の要衝となり、人々の営みの場・生活の場として我が国の社会経済の発展を支えてきた。このように、利用価値の非常に高い海岸であるが、台風によって起こされる高潮や高波、大地震に伴う津波によって背後地に多大な被害が発生し、国民の生命や財産が失われるとともに、産業や経済活動に著しい支障が生じたりすることもしばしばであった。こうした災害を防止するために、今までも多くの海岸保全事業が行われてきており、災害件数が少なくなるといった効果を生み出してはいるが、災害がなくなったわけではない。特に、近年、都市への人口集中もあって、都市における災害の危険度が増大してきている。また、伊勢湾台風以降整備されてきた高潮対策施設も、沿岸部の埋め立てによる機能低下や、老朽化による耐力の低下が起きており、都市の危険度の増大に拍車をかけている。さらに、既設の海岸保全施設であっても毎年多くの災害を受けている。個々の施設の被害については、その原因や対策について検討がなされているが、災害を起こした施設の全体としての特性については検討がなされていない。そのために、何が護岸災害の主たる原因かは不明である。主たる原因を明らかにすることができれば、災害を被らない構造形式の特徴や、災害を避ける対策ができる可能性が高い。

このようなことから、旧建設省（現国土交通省）では、海岸堤防護岸の被災事例に関す

る資料を、統計的手法により分析することを主眼として、昭和55年度より3ヵ年にわたり、建設省所管の堤防護岸の被災事例337件を対象に、「海岸堤防護岸の安定性に関する研究」が実施されている。大河原ら(1983)はその調査結果から、海岸堤防護岸の一般的な被災形態とその原因について報告しており、今後の海岸事業の実施にあたっては、従来のような堤防護岸を主体に海岸保全を図る方式(線の防御方式)から脱皮し、離岸堤および養浜工等により砂浜の保全、育成を図り、さらにその背後の堤防護岸は、反射波の発生を抑制できる緩傾斜型とし、これらをもって一体的に海岸保全機能を発揮させる、いわゆる面的防護方式にすべきであると結論づけられている。

また、防波堤の被災事例に関しては、旧運輸省(現国土交通省)直轄港湾の防波堤について、旧港湾技術研究所(現港湾空港技術研究所)により多くの事例が報告されている(北島ら, 1968; 武山ら, 1975; 服部ら, 1984)。鹿島ら(1986)は、これらの調査結果に加えて、国内外の港湾および海岸関係の文献、報告書および雑誌の中から被災に関する記述を収集し、防波堤防波護岸の波浪による被災事例142例について、統計的分析を行っている。その結果、機能低下を招くような大規模被災事例の大半は、被災理由がほぼ説明できるが、被災規模は波高で説明できない面が多々あり、大規模な被災を生じさせない観点からは、被災過程をより詳細に把握することが重要であるとされている。

こうした被災事例調査に関する研究の結果、被災原因として堤体前面の洗掘、吸出し、侵食による前浜の損失による事例が多いことが明らかにされている。洗掘による被災を防ぐための洗掘防止工法についての研究は数多くなされており、それらの成果の一部は実際に適用されている。

防波堤前面での洗掘は、砕波帯内での戻り流れによるものと、砕波帯外での重複波動によって生じることは周知のとおりである。後者については、重複波の節の位置で洗掘され、腹の位置で堆積する場合と、その逆の場合があり、その発生機構および発生限界については、入江ら(1984)によって明らかにされている。さらに、入江ら(1985)は、斜め重複波によって生ずる三次元的洗掘の特性を調べ、防波堤前面の洗掘防止工法について実験的に検討している。その結果、法先に底面における最大水粒子速度 u_b と底質の沈降速度 w との比、 u_b/w が10以下となるグラベルを敷いた工法と、堤体前面に消波工を設置する工法はいずれも、洗掘防止効果のあることがわかった。

しかし、これらの結果を現地に適用するには、相似則の問題を解決しなければならず、室内実験に加えた現地調査が必要である。そこで、木原ら (1988) は、模型実験によって示された対策工の有効性を現地調査と対比し、効果的な洗掘対策工を見い出そうとした。その結果、グラベルの洗掘防止効果は、その形状を厚くすることよりも、波によって動かされない程度に小さい粒径のものを設置することのほうが大きい、その場合でも底質の吸出しは認められており、恒久的な対策工として用いるには検討が必要である。また、アスファルトマットは地形変化への追従性が良く、先端部に設けた透過孔の効果により波による舞い上がりもなかったが、マット自体の沈下が生じる場合もあり、こちらもさらなる検討を加える必要がある。

また、尾崎ら (1985) は、波や流れの作用下における洗掘防止用アスファルトマットの問題点を明らかにするためには、水中におけるその挙動を調べる必要があるとし、その模型化を試みた。さらに、それを水理実験に適用して、現地における調査事例 (日本海上工事㈱, 1983) と比較し、たわみ性の被覆工に含まれる洗掘防止機能上の問題点の抽出ならびにその解決を図ろうとした。その結果、アスファルトマットの洗掘防止機能上の問題点としては、1) 流れや波の力に抵抗するマットの所要重量、2) 洗掘防止に有効な被覆範囲、3) 材料がたわみ性であることの長所と短所などが挙げられている。さらに、尾崎ら (1987) は、海洋および港湾構造物の洗掘防止工の現状と問題点を明らかにするとともに、海底面被覆工として洗掘防止用アスファルトマットをとりあげ、水理実験によってその浮き上がり機構を解析し、波力に対する安定性を検討している。その結果、海底面被覆工の波による浮き上がり安定重量の算定方法を提案している。

しかしながら、現在の工法では、洗掘を完全に防止することはできておらず、法先地盤の洗掘による被災が依然多いのが現状であり、さらなる検討が必要と考えられる。

波による海浜変形や、円柱、防波堤および離岸堤等の周辺の局所洗掘に関する研究は数多くなされており、その機構がある程度明らかにされている。しかし、浅海域における海岸堤防・護岸の前面の洗掘に関する研究はその数が限られており、最近における研究は非常に少ない。しかも、海底勾配が急勾配の直立堤について行われたものがほとんどである (榎木ら, 1961; 榎木, 1967; 佐藤ら, 1966; 野田ら, 1972; 沼田ら, 1973; 服部ら, 1976)。

そこで、橋本ら (1983) は、2次元移動床模型を用いて海浜の動的安定状態を造り、直

立堤、緩傾斜堤および緩傾斜ブロック堤を設置して、その前面の洗掘状況を調べるとともに、無堤時の動的安定状態がどのように影響されるかについて調べている。その結果、堤防設置水深や法勾配が洗掘深に及ぼす影響を明らかにしている。

また、佐伯ら (1985) は、海底勾配が 1/10、1/30、1/50 と広範囲の実験を行い、護岸堤脚部の洗掘深と護岸設置位置、設置水深、護岸法勾配、初期水底勾配および波の反射率の関係を明らかにしている。その結果、従来の海底勾配が急勾配での洗掘機構とは、かなりの差がみられ、特に、護岸法面勾配については、逆の結果が得られた。また、護岸設置位置が沖側になり、かつ設置水深が深いほど洗掘しやすいことが明らかになった。

消波ブロック被覆堤は、その消波機能と耐波安定性の高さから、我が国の主要な防波堤形式の1つとして、多くの現地実績が積み重ねられてきた。その設計法はほぼ確立されているが、現地における消波ブロック被覆堤の実態を把握し、設計法に反映させていくことも不可欠である。防波堤の被災実態については、鹿島ら (1986)、宮井ら (1993) の報告等があるが、消波ブロックを含む被覆層の被災について言及しているのみで、消波ブロックに着目し、詳細に解析した例はほとんどない。

また、過去の被災事例を見てみると、消波ブロックのみの被災事例は意外に少ないばかりでなく、被災箇所のごく近傍でも無被災であるような場合も数多く見受けられ、ブロックの安定限界だけでは説明できないという実態がある。五明ら (1995) は消波ブロック被覆堤の被災・無被災事例の実態を調査し、主要な被災形態と原因について解析するとともに、被災の実態と各重量算定式との適合性等について検討している。その結果を要約すると、次のようである。

- 1) 被災形態を整理し、「重量不足による散乱・沈下」および「法尻部の沈下による全体の沈下・散乱」が主要な形態であることを示すとともに、その原因についても明らかにした。
- 2) 従来から用いられている Hudson 式は、堤幹部において安全側にあり、堤頭部や端部、リーフ上、急勾配斜面などではやや危険側となっていることがわかった。
- 3) また、Van der Meer(1988) や鹿島ら (1993) によって提案されている、新しい重量算定式について検討した結果、標準断面部の被災事例との適合性に顕著な差はみられなかった。

- 4) 消波ブロックの沈下・散乱の大きな原因の1つとして、「洗掘」だけでなく、高橋ら(1994)によって示された「波による液状化」の可能性を、水理実験により明らかにした。

五明ら(1997)は、引き続き現地調査を行っており、その調査結果より、散乱と法尻沈下の実態を明らかにすることを目的とし、法尻沈下の原因と対策について検討している。その結果を要約すると、次のようである。

- 1) 現地では消波ブロックの沈下災害が多いことを示すとともに、被災形態の特徴を摘した。
- 2) 重量安定性および法尻部安定性を示す2つの指標により、現地被災事例は4つの領域に分類され、散乱と法尻沈下が混在するような場合でも、各事例の被災状況が合理的に説明できることを示した。

このように、海岸構造物の被災特性に関する研究はある程度なされているが、その多くが防波堤に関するものであった。そこで、もうひとつの主要な海岸保全施設である護岸を対象に、被災事例を統計的に解析した。護岸災害の主たる原因を明らかにして、被災しやすい構造形式の特徴など被災特性を明らかにした。さらに、洗掘およびそれに伴う沈下被災について、水理実験や数値計算を行い、その機構を明らかにし、海岸保全施設の安全な設計に貢献することを本論文の目的としている。

以下に、本論文の構成と内容を示す。

第2章では、1992年から97年の5年間の、護岸に関する被災事例について統計的解析を行い、その被災形態や被災原因について考察する。

第3章では、被災原因として最も多い洗掘による被災事例を対象に、洗掘が越波や消波ブロック所要重量に及ぼす影響を検討する。

第4章では、消波工を設置した護岸を対象にし、地盤の洗掘と消波工の沈下についてその機構を明らかにすることを目的にして、水理模型実験を実施する。

第5章では、Kirby et al.(1997)による Boussinesq モデル”FUNWAVE”を用いて波浪変形計算を行い、消波ブロック設置内部における波の挙動や底面流速を調べる。水理実験結果と比較することによって、洗掘機構を明らかにする。

最後に第6章では、本研究で得られた考察を要約して結論とする。

なお、本研究における水理実験の意義を確認するために、海岸工学講演会で発表された論文の中から、水理実験に関するものを抽出し、波浪に係わる水理実験の変遷と経済発展などの時代背景との関係を調べた。付録として添付する。

参考文献

- [1] 入江 功・近藤隆道・赤石正廣・寺崎賢次 (1984) : 重複波による防波堤前面での海底洗掘 ―底質の移動機構に着目した研究―, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.350-354.
- [2] 入江 功・栗山善昭・浅倉弘敏 (1985) : 防波堤前面の洗掘防止工について, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.445-449.
- [3] 大河原 満・橋本 宏・斎藤雄三郎 (1983) : 被災事例から見た海岸堤防・護岸に関する一考察, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp.264-268.
- [4] 尾崎 晃・鴻上雄三・松崎勝夫・田崎邦男・西川利一 (1985) : アスファルトマットの撓み変形の模型化と洗掘実験, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.450-454.
- [5] 尾崎 晃・鴻上雄三・田崎邦男・中野 浩・小川明久 (1987) : 洗掘防止工の現状と海底面被覆工の波力に対する安定性, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.416-420.
- [6] 鹿島遼一・今泉正次・戸田泰和 (1986) : 被災事例から見た防波堤・防波護岸の波浪被災特性, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp.626-630.
- [7] 鹿島遼一・榊山 勉・清水琢三・関本恒浩・国栖広志・京谷 修 (1993) : 不規則波に対する消波ブロック被覆工の変形量評価式について, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp.795-799.
- [8] 北島昭一・中野拓治・掘井修身・柿崎秀作・降旗健一・花木芳雄 (1968) : 被災防波堤集覧, 港湾技術研究所資料, No.58, 239p.
- [9] 木原 力・甲斐正義・鳥居雅孝・望月規行 (1988) : 防波堤前面の洗掘対策について, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp.402-406.
- [10] 五明美智男・堺 和彦・高山知司・寺内 潔・高橋重雄 (1995) : 消波ブロック被覆堤のブロックの安定性に関する現状調査, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.901-905.

- [11] 五明美智男・高橋重雄・鈴木高二朗・姜 閔求 (1997) : 消波ブロック被覆堤のブロックの安定性に関する現状調査 (第2報) —消波ブロックの法尻沈下災害—, 海岸工学論文集, 第44巻, pp.961-965.
- [12] 佐伯 浩・佐藤俊哉・小野敏行・浜中建一郎 (1985) : 海岸護岸堤脚部の洗掘に関する実験的研究, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.440-444.
- [13] 佐藤昭二・田中則男・入江 巧 (1966) : 直立壁堤脚部の波による二次元洗掘, 第13回海岸工学講演集, pp.156-161.
- [14] 榎木 亨・川崎芳一 (1961) : 海岸堤防脚部の洗掘について, 京大防災研年報, 第4号, pp.1-12.
- [15] 榎木 亨 (1967) : 海岸堤防基部の洗掘機構に関する研究 (その1), 第14回海岸工学講演集, pp.329-335.
- [16] 高橋茂雄・下迫健一郎・山本 悟・三浦裕信 (1994) : 液状化した砂地盤の特性とそれによる消波に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第41巻, pp.611-615.
- [17] 高山知司・間瀬 肇・山田雅彦 (1998) : 護岸被災事例の統計的解析, 海洋開発論文集, Vol.14, pp.179-184.
- [18] 武山秀夫・中山種清 (1975) : 被災防波堤集覧 (その2), 港湾技術研究所資料, No.200, 255p.
- [19] 日本海上工事㈱ (1983) : 洗掘および吸出し防止用アスファルトマット工調査研究報告書.
- [20] 沼田 淳・和田 信 (1973) : 護岸前面海底地形の変化に関する一実験, 第20回海岸工学講演会論文集, pp.495-499.
- [21] 野田英明・岩佐敏博 (1972) : 海岸堤防堤脚部の洗掘に関する研究, 第19回海岸工学講演会論文集, pp.53-57.
- [22] 橋本 宏・田中茂信・筒井保博 (1983) : 緩傾斜堤の局所洗掘と岸沖漂砂への影響, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.249-253.
- [23] 服部千佳志・柴田鋼三・大堀晃一 (1984) : 被災防波堤集覧 (その3), 港湾技術研究所資料, No.485, 281p.
- [24] 服部昌太郎・川又良一 (1976) : 海岸堤防による二次元海浜の地形変化, 第23回海岸工学講演会論文集, pp.234-139.

-
- [25] 宮井真一郎・大平勝司・塩見雅樹 (1993) : 被災防波堤集覧 (その4), 港湾技術研究所資料, No.765, 248p.
- [26] Kirby, J. T., Wei, G, Chen, Q., Kennedy, A. B. and Dalrymple, R. A.(1997): "FUNWAVE1.0 - Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model Documentaiton and User's Manual -", Resarch Report NO. CACR-98-06, Center fo Applied Coastal Research Department of Civil Engennering, Univ. of Delaware, 80p.
- [27] Van der Meer, J. W.(1988): Stability of cubes, tetrapods and accropode, Design of Breakwater, ICE, pp.71-80.

第2章

護岸の被災特性の統計的解析

2.1 護岸の被災事例とその統計解析

2.1.1 被災事例資料

旧運輸省港湾局（現国土交通省港湾局）では、港湾管理者から所定の様式で提出された、海岸・港湾構造物の被災報告書を「港湾構造物被災施設集覧」および「海岸構造物被災施設集覧」として、毎年とりまとめを行っている。本研究では、1992年度から1996年度までの過去5年間の、港湾・海岸構造物被災施設集覧を用いた。その中から、波浪によって被災したと記載されているもの209件を抽出し、統計的解析を行った。被災報告書の一例を、図-2.1に示す。

被災報告書の内容としては、次のような事項が記載されている。

1) 護岸の概要

- 都道府県名
- 管理者名：海岸・港湾を管理する自治体の名前
- 所在地：市町村名
- 港湾・海岸名
- 過去の被災経歴

2) 被災時の気象条件

- 被災時の異常気象名：台風名、冬季風浪など

- 被災年月日
- 被災時の潮位：最高潮位、標準潮位、工事用基準面
- 被災時の波高：最大波高、有義波高
- 被災時の周期：最大周期、有義波周期
- 被災時の風速：最大風速、最大瞬間風速
- 被災時の雨量
- その他、被災に関係した気象条件

3) 被災護岸の状況

- 被災状況
- 復旧方針
- 被災箇所の写真
- 決定復旧工事費
- 工事費の配分
- 被災箇所の地図

4) 護岸の被災前の設計条件

- $H_{1/3}(m)$ or $q(m^3/m/s)$ ：設計有義波高または越波流量
- $T_{1/3}(\text{sec})$ or kh ：設計有義波周期または相対水深
- $h(m)$ ：水深
- $R(m)$ or R.W.L.(m)：天端高
- H.W.L.(m)：高潮位
- L.W.L.(m)：低潮位
- 土質条件：内部摩擦角
- 被災施設の被災前断面図

5) 被災護岸の復旧時の設計条件

- $H_{1/3}(m)$ or $q(m^3/m/s)$
- $T_{1/3}(\text{sec})$ or kh
- $h(m)$
- $R(m)$ or R.W.L.(m)
- H.W.L.(m)

- L.W.L.(m)
- 土質条件
- 被災施設の復旧断面図

2.1.2 被災事例の分類

本研究では、2.1.1 で示した資料の中から洗掘によって被災した護岸の被災事例を抽出し、護岸は以下のように分類した。

1) 護岸形式

- 直立護岸：のり面が鉛直なものや、急傾斜のもの。
- 消波護岸：護岸前面に消波工が設置されているもの。
- 傾斜護岸：人が海岸にアクセスしやすいように工夫し、傾斜の緩いもの。本研究では勾配が 1:2 以下のもの。
- その他護岸：天然護岸、廃棄物埋立護岸など。

さらに、2.1.1 で示した資料の付図を参考に、海岸保全施設築造基準連絡協議会 (1987) が作成している「海岸保全施設築造基準解説」に基づき、各護岸を次のように分類した。

- 直立護岸：図-2.2 に示すような、石積式、重力式、扶壁式、ブロック積式および高マウンド型。
- 消波護岸：図-2.3 に示すような、前面消波工、離れ消波工（パラペット後退型、傾斜護岸）および消波堤。
- 傾斜護岸：図-2.4 に示すような、法面勾配が緩やかな緩傾斜護岸と、法面が階段状になっている階段護岸。

2) 被災規模

被災規模は、鹿島ら (1986) の分類を参考にして、全破損と部分破損に分類した。分類の基準は以下のようなものである。

- 全破損：構造物の機能に著しい低下をもたらすもの。
- 部分破損：破損はしているが、構造物の機能にほとんど影響がないと判断されるもの。

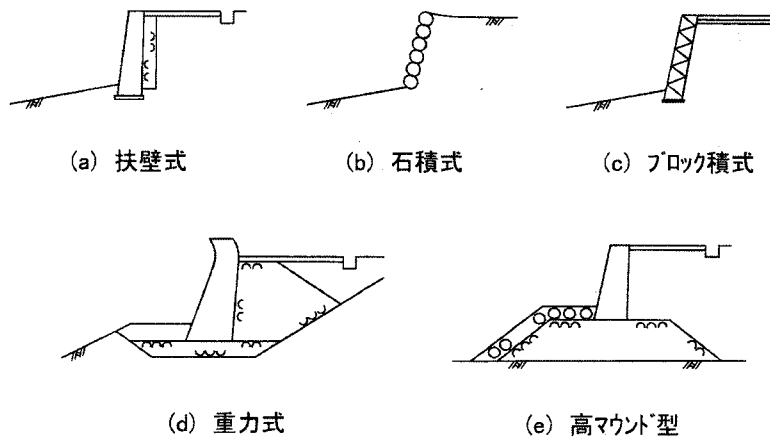


図 2.2: 直立護岸の構造形式

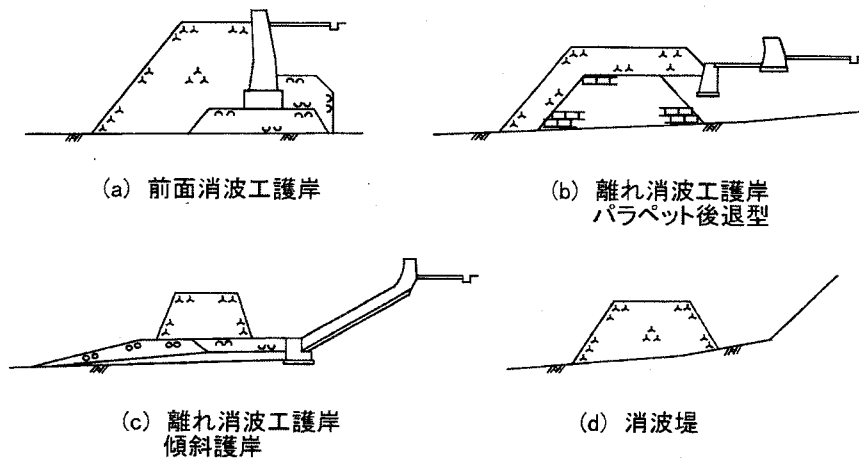


図 2.3: 消波護岸の構造形式

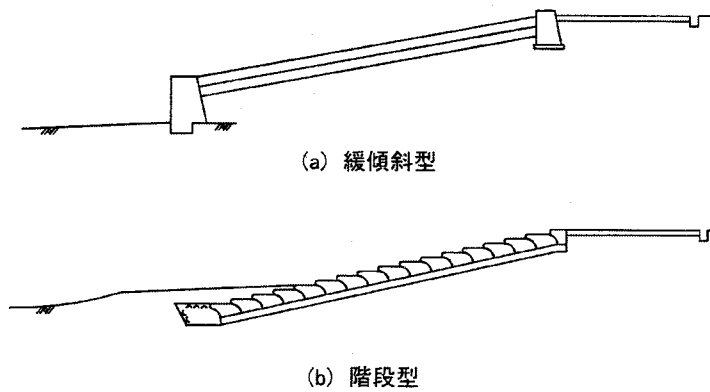


図 2.4: 緩傾斜・階段護岸の構造形式

3) 被災形態

護岸の被災状況から、鹿島ら(1986)の分類を参考に、被災形態を次のように分類した。

- 本体の滑動：本体が主として水平移動した場合。
- 本体の沈下：本体が主として鉛直方向、特に下向きに移動した場合。
- 本体の破壊：本体の破壊や崩壊。
- 被覆工の散乱、移動、破壊
- 捨石の散乱、沈下、移動、破壊
- 根固工の散乱、沈下、移動、破壊
- 消波工の散乱、沈下、移動、破壊
- 洗掘
- 水叩きの損傷
- 裏込土の流出
- その他：道路の被災など

また、被覆工などの「散乱、沈下、移動、破壊」をまとめて、「被災」とする。

4) 被災原因

被災原因としては、次のような項目があげられる。

- 洗掘：被覆工や捨石、根固め工、消波工の沈下や洗掘が特徴的な被災である。
- 越波：水叩きの損傷や裏込め土の流出が特徴的な被災である。
- 波力：本体の被災や被覆工、捨石、根固め工および消波工の散乱・移動・破壊が特徴的な被災である。
- 侵食：被災時以前から、海岸が侵食傾向にあったと思われるもの。
- 圧密沈下

2.1.3 被災護岸の外的要因

(1) 被災護岸の地域分布

209 例の護岸被災が、どのような地域に分布しているのかを調べた。地域として日本沿岸を6地域に分けた。北から北海道、春先の移動性低気圧による波の影響を受けやすい東北・北関東の太平洋沿岸、台風の影響が強い南関東から四国の太平洋沿岸と九州、冬季の

季節風の影響を受ける日本海沿岸、比較的波浪の小さい瀬戸内海沿岸である。

図-2.5 に被災護岸の地域分布を示す。被災事例の半分近くの 44% が九州で起きている。次に被災の多いのは瀬戸内海沿岸で、21% を占める。3 番目に多いのが日本海沿岸で、15% である。その他の地域は 10% 以下で、ほぼ同じような値である。

1992～1996 年度の 5 年間で、九州と瀬戸内海で護岸における被災が他の地域に比べてとても多かったのも、この原因を調べた。その結果、1993 年に巨大台風 13 号が 9 月 3 日に南九州に上陸し、九州を縦断して、豊後水道から愛媛県八幡浜市付近を通って瀬戸内海を抜け、広島県福山市に上陸して中国地方を横断していったことがわかった。この台風は、九州上陸直前の 9 月 3 日 15 時には中心気圧が 930 hPa、最大風速が 50 m/s に達する巨大な台風であった。この台風による護岸災害は九州から瀬戸内海にかけて約 40 件、全体の 20% にも達していた。

今回のように調査対象期間が 5 年間で短いと、調査期間中に発生した巨大台風がどの海域を通過したかによって、護岸被災の地域分布は大きく変動することがわかった。一般的に、九州地方と瀬戸内海地方を台風が横断する可能性は高いといえるが、災害の地域分布をより詳細に調べるためには、調査対象期間をさらに長く設定して解析する必要がある。

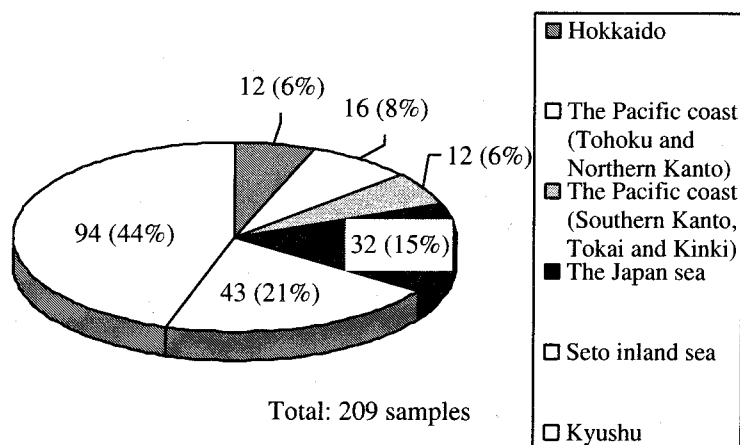


図 2.5: 被災護岸の地域分布

(2) 被災時の気象条件

図-2.5 の地域別分布からも明らかなように、九州や瀬戸内海における被災が多く、台風によって起こされた波による被災が大きな割合を示すと推測できる。気象条件による被災護岸の割合を調べた。その結果を図-2.6 に示す。

この図によると、台風による被災が 155 例、74% を占めており、4 件の被災が起きたとするとそのうち 3 件は台風による被災であることがわかる。冬季風浪は日本海沿岸に大きな影響を及ぼすために、冬季風浪による被災は、図-2.5 の日本海沿岸における被災の割合である 15% とほぼ同じで、14% である。低気圧による被災事例は予想していたよりも少なく、6% しかなかった。

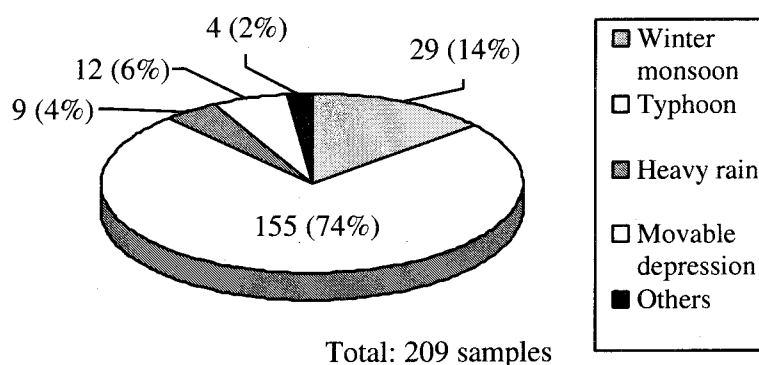


図 2.6: 被災時の気象条件

2.1.4 被災護岸の統計

護岸建設後あるいは被災した護岸の修復後から、被災するまでの経過年数を調べた。図-2.7 にその結果を示す。

この図からわかるように、経過年数に対して 2 つのピークがある。1 つ目のピークは護岸建設あるいは修復後 1~5 年にあり、もう 1 つのピークは 21~25 年にある。最初のピークは、建設後の初期の段階で被災する護岸が多いことを示している。このように建設初期に被災する護岸は、護岸本体がマウンドと馴染まないなど、充分安定化していないことが原因ではないかと推測される。この結果は、建設直後に構造物の被災が多いといわれ

ていることを裏付けている。この最初のピークの直後は被災が少なくなり、年を経るにしたがって次第に被災件数が増え、21～25年で第2のピークを迎える。この2つ目のピークが最大の被災件数となっている。

このように経年とともに被災件数が増大するのは、年を経るに従ってより厳しい海象条件の出現する可能性が高くなり、そのような海象条件で被災したものと考えられる。しかしながら、このように考えると、年を経るとともに被災件数は増大していくことになり、21～25年後にピークを迎える理由にはならない。20年以上も過ぎると護岸が安定し、被災が少なくなるのかもしれない。もうひとつ考えられる理由としては、護岸がそれ以前に被災してしまい、それ以上長い年数を経ることができないという可能性を挙げることができる。

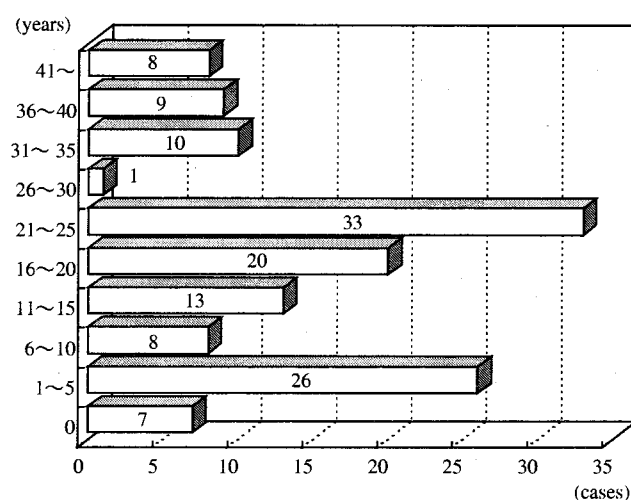


図 2.7: 被災護岸の経年変化分布

図-2.8 は、資料整理当時の運輸省管轄の護岸について、総延長の割合を示したものである（(社) 日本港湾協会, 1994）。最も多いのは直立護岸で 1590km(82%)、次いで消波護岸の 190km(10%)、緩傾斜・階段護岸は 150km(8%) である。

1992～1996 年の 5 年間に被災した護岸の各形式毎の割合を、図-2.9 に示す。

この図に示すように、直立護岸の被災は一番多く、全体の半数以上の 51% を占めている。次に多いのが前面消波工護岸で、25% である。離れ消波工護岸の 5% を加えて、消波護岸の被災の割合は 30% になる。傾斜護岸は、緩傾斜護岸の 3% と階段護岸の 5% を合わせて 8% になる。

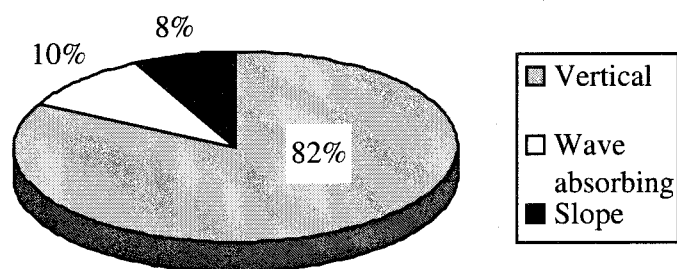


図 2.8: 実際の護岸の割合

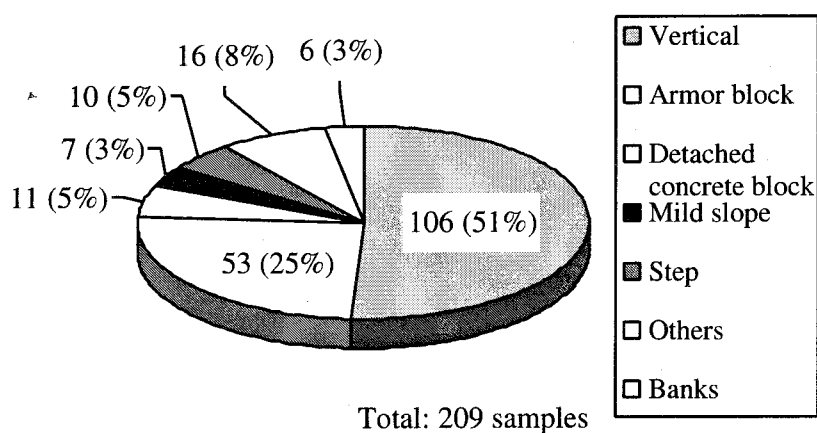


図 2.9: 被災した護岸形式の割合

直立護岸は、護岸全体の 82% を占めるが、被災した護岸については 51% であり、比較的被災しにくい護岸形式といえる。直立護岸が設置される場所として、砂地盤よりも岩礁の上であることが多いために、比較的被災しにくいというような地形条件が影響を及ぼしていると考えられる。

一方、消波工護岸は、護岸全体の 10% を占めるのに対して、被災した護岸では 30% を占め、被災しやすい護岸形式であるといえる。これは、厳しい海気象条件下に設置された直立護岸が被災した場合の復旧に際して、消波工が用いられることがあり、その後、設置された消波ブロックが高波浪の来襲によって被災してしまうためと考えられる。傾斜護岸は、護岸全体で占める割合も、被災した護岸の中での割合も同じで、護岸の占有率とつり合っている。

図-2.8 および 2.9 をもとに、護岸 1km 当たりの被災事例数を示したものが、図-2.10 である。消波護岸の場合、1km 当たり 0.31 ケースで、直立護岸の 0.06 ケース/km の約 5

倍、緩傾斜護岸の 0.15 ケース/km の約 2 倍と、他の護岸形式に比べてかなり大きく、被災事例が多いことは明らかである。したがって、被災規模や被災形態を考慮しなければ、消波護岸は最も被災しやすい護岸であるといえる。

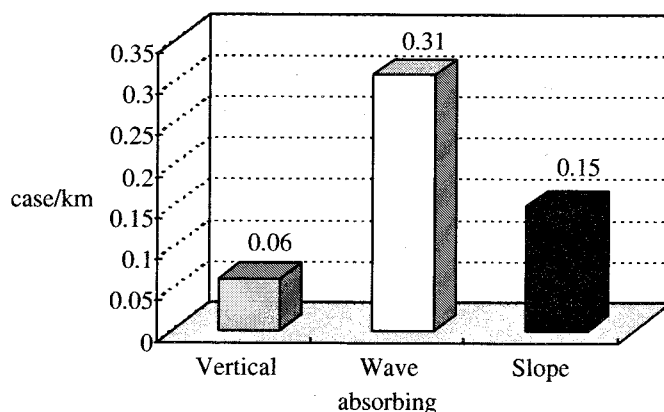


図 2.10: 護岸 1km あたりの被災件数

2.1.5 護岸の被災形態

護岸の被災形態の割合を護岸形式別に示したのが図-2.11 である。この図で各護岸形式に関して被災形態の割合の合計が 100%を越えているのは、洗掘と本体の破壊が同時に起きる、といったように被災形態が複合する場合があるからである。

この図によると、直立護岸では本体の破壊と洗掘が 40%を超える大きな割合を占めており、それ以外の被災形態は 20%以下である。消波護岸では消波工の散乱、洗掘および水叩きの損傷の 3 つの被災形態が、それぞれ 40~70%と大きな割合になっているのに対して、その他の被災形態は 15%以下とかなり少ない。傾斜護岸では被覆工の散乱が 50%を越え、洗掘と本体の破壊が約 30%になっている。

洗掘という被災形態は護岸形式に関係なく大きな割合を示しているが、その他の被災形態は護岸形式によって大きく異なる。特に、消波護岸では、消波工の被害が大きいことは当然であるが、これ以外に水叩きの損傷の割合が他の護岸形式に比べて特に大きい。この原因として、消波護岸では、護岸前面に設置した消波工の越波防止効果が大きいために、前面洗掘や散乱によって消波工の機能が低下すると、越波量が急激に増え、その結果水叩きが損傷することが考えられる。一方、直立護岸や傾斜護岸では、護岸本体が損傷を受けて天端が低下しない限り、越波量の急激な増大は考えられず、護岸本体が破壊されるとき

は当然水叩きも損傷し、この場合には本体の破壊に含まれる。そのため、水叩きの損傷の割合が少なくなると考えられる。

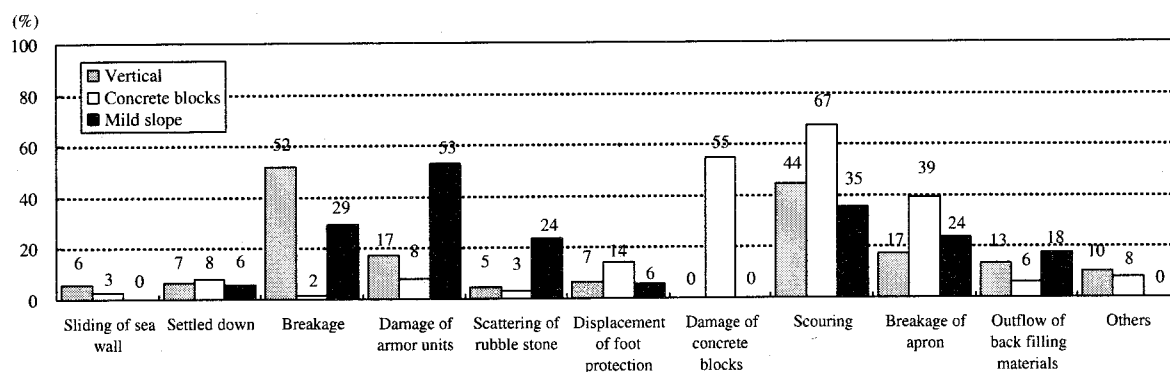


図 2.11: 護岸の被災形態

2.2 被災原因

2.2.1 被災原因の割合

図-2.12 は、被災した護岸の被災原因の割合を調べたものである。これによると、全 209 例のうち、最も多いのは洗掘によるもので、98 例で 47% を占めている。また、波力や越波などと複合して被災しているものを含めると、109 例で 52% を占める。次いで、波力によるものが 43 例で 21% を占めている。複合しているものが 9% あり、これを含めると波力による被災は 30% になる。越波による被災は他の 2 つに比較して割合は少なく、13% しかないが、複合しているものを含めると、25% になる。複合する原因の中で比較的多いのは、波力と越波との複合被災で全体の 8% を占める。これは、越波した波が護岸背後に被害を及ぼし、背後地盤の支持力がなくなった護岸が、波力によって崩壊するような場合と推測される。なお、その他とは、豪雨や洪水による護岸背後の土砂崩れなどによるものであり、13 例で 6% ある。

以上のことから、被災原因としては洗掘による被災が最も多いことは明らかである。このように洗掘に対する被災が多いということは、洗掘対策がまだ十分に確立されていないことを意味しており、今後、洗掘対策技術を確立する努力が必要である。また、洗掘以外の原因と複合して被災していると考えられる場合も多いため、被災時の波浪条件から、越

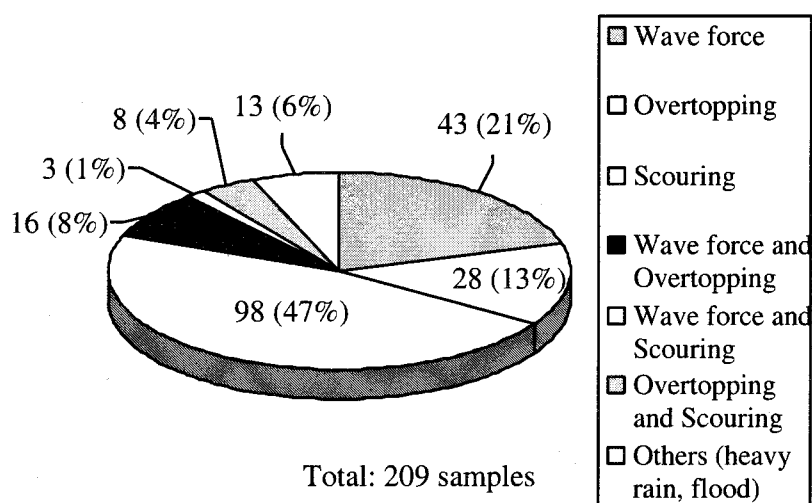


図 2.12: 被災原因の割合

波流量、波力、捨石および消波ブロックの所要重量などを求め、被災原因を詳細に調べた。これらの内容については、2.2.5 以降に述べる。

2.2.2 護岸形式別被災原因

護岸形式毎に被災原因の割合を調べたものが、図-2.13 である。護岸形式として、直立護岸と前面消波工護岸、離れ消波工護岸、緩傾斜護岸、階段護岸の 5 つに分類している。

直立護岸では、洗掘による被災が 37%と最も多く、次が波力による本体の被災で 23%である。洗掘による被災としては、本体の堤脚部が局所洗掘されて、堤体が傾斜することなどが考えられる。消波護岸の場合には、他の形式の護岸に比べて、洗掘による被災の割合がかなり大きく、前面消波工護岸で 57%、離れ消波工護岸で 91%である。このように消波護岸ではほとんどの被災が洗掘で起きており、消波工が洗掘によって沈下散乱するケースが多いことがわかる。階段護岸でもやはり洗掘による被災の割合が多く 40%を占めるが、波力を原因とする被災の割合も 30%と多い。緩傾斜護岸については、他の護岸形式にみられた傾向と全く異なり、波力の割合が 71%と最も多くなっている。緩傾斜護岸の被災は、斜面上での碎波波力によって法面の被覆工が崩壊するためと考えられる。さらに緩傾斜護岸や階段護岸の場合、被覆工の下に土砂が吸い出され、そこに波力が作用して破壊されたものもあると考えられるが、報告書に記載されている被災状況からだけでは、このことを特定することはできなかった。

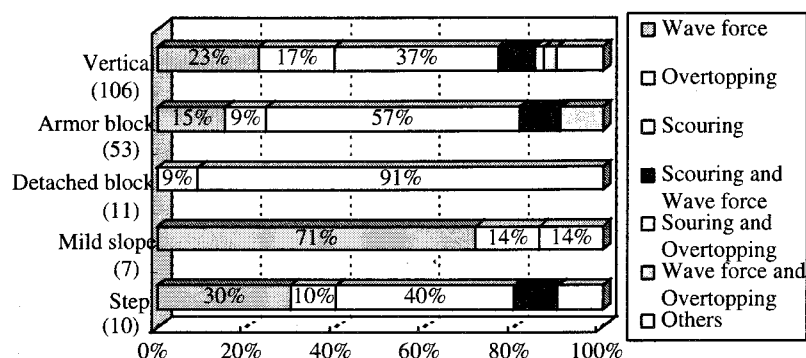


図 2.13: 護岸形式別被災原因の割合

2.2.3 気象条件別被災原因

図-2.6 に示したように護岸災害の気象条件として、台風による災害が一番多く、ついで冬季風浪が多かった。そこで、これら2つの気象条件について、被災原因がどのような割合になっているかを調べた。

図-2.14 は台風の場合である。この図が示すように、洗掘による被災が43%を占め、ついで、波力によるものが25%、越波が17%である。波力と越波が複合した原因による被災の割合が10%あるから、波力と越波による原因を加えると、52%になり、洗掘より大きくなる。洗掘に比較して、波力と越波は波高と直接関係し、波高が高くなるほど増大する。台風の際にはかなり大きな波浪が発生するため、越波や波力による被災事例は多くなると考えられる。

図-2.15 は冬季風浪の場合である。冬季風浪による被災原因は80%までもが洗掘によるものである。波力や越波による被災はそれぞれ11%と3%で、台風による場合よりかなり小さい。冬季風浪の場合、毎年、ほぼ設計波に近い波が来襲してくるために、それに耐え得るような設計がなされている。その結果として、波力や越波による被災は冬季風浪の場合には少なくなるが、洗掘による被災は起きてしまうと考えられる。

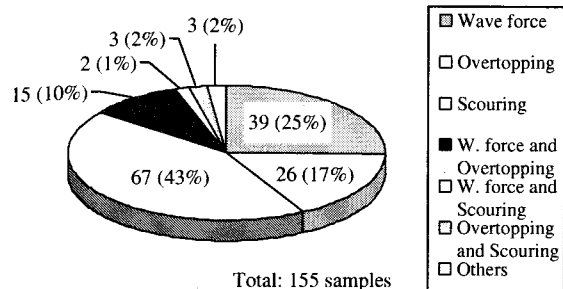


図 2.14: 台風

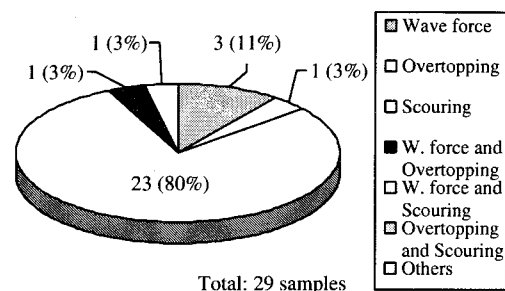


図 2.15: 冬季風浪

2.2.4 被災時の波の諸元

(1) 被災時の有義波高

被災護岸の報告書の中には、被災時の来襲波高と設計波高を有義波高表示で記述しているものがある。そこで、被災時の来襲波高と設計波高との関係を調べた。その結果を示したものが図-2.16 である。

この図によると、波力や越波による被災では、ほとんどのケースにおいて適切な設計波高の設定がなされておらず、設計波高を越えた波高が来襲したために、被災していることがわかる。さらに、設計波高の2倍以上にも及ぶ波が来襲している場合もみられるので、設計波高の設定には再考の余地がある。それに対して、洗掘による被災では来襲波高が設計波高を大きく下回っていても、被災しているケースがみられる。このように、洗掘による被災は設計波高より小さな波高が来襲しても起きる可能性があり、こうしたことが洗掘対策を困難にさせていると考えられる。

(2) 被災時の有義波周期

被災時の有義波周期がどのように分布しているかを調べたものが、図-2.17 である。被災件数が多いのは8～14秒の波である。これらの波による被災護岸のほとんどは外洋に面しており、外洋から来襲した長周期の波による被災であることがわかる。湾内の波に関しては4～6秒で一つのピークを示している。当然のことながら、湾内では比較的周期の短い0～8秒の波で、湾外では比較的周期の長い8～18秒の波で被災している。

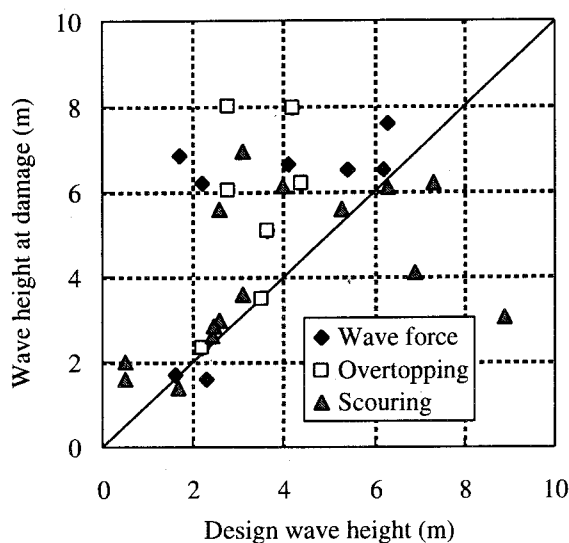


図 2.16: 被災時の波高と設計波高との関係

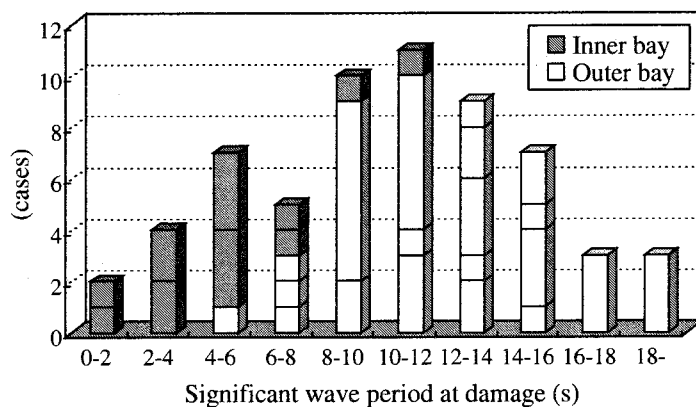


図 2.17: 被災時の有義波周期

(3) 被災時の波浪推算

被災時の波浪条件が、被災報告書に記載されていないものもあるため、まず、記載された風速と地形から求めた吹送距離を用いて、SMB法 (Sverdrup and Munk, 1947; Bretschneider, 1952) により波高および周期を推算した。波浪推算には、図-2.18 に示す Wilson(1965) の式で修正された風波の予知曲線 (土木学会, 1985) を用いた。なお、Wilson の式は以下のようなものである。

$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.30 \left[1 - \left\{ 1 + 0.004 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/2} \right\}^{-2} \right] \quad (2.1)$$

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi U_{10}^2} = 1.37 \left[1 - \left\{ 1 + 0.008 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/3} \right\}^{-5} \right] \quad (2.2)$$

ここに、 $H_{1/3}$ ：有義波高 (m)、 $T_{1/3}$ ：有義波周期 (s)、 F ：吹送距離 (m)、 U_{10} ：海面上 10m の高さでの風速 (m/s)、 g ：重力加速度 (m/s^2) である。

さらに、合田 (1975a) によって提案された、浅水係数の算定図および碎波帯内の有義波高の算定図を用い、堤前波高を推定した。

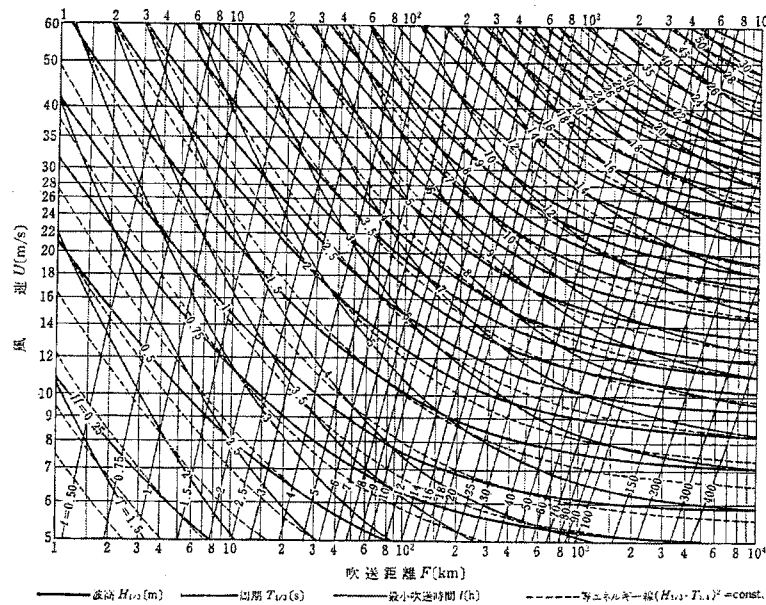


図 2.18: 風波の予知曲線

2.2.5 越波

被災施設集覧に記載されている波高および 2.2.3 で推算した波高について、図-2.19 および 2.20 に示す、合田ら (1975b) による越波流量推定図を用いて、被災時の越波流量を求めた。これらの推定図は、パラメータとして無次元護岸天端高 h_c/H_0 を用いて、無次元護岸設置水深 h/H_0 を横軸に、無次元越波流量 $q/\sqrt{2gH_0^3}$ を縦軸にとっており、 h_c/H_0

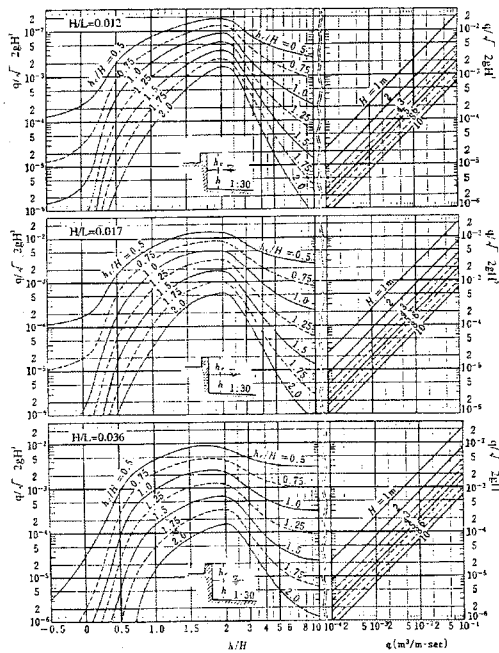


図 2.19: 直立護岸の越波流量推定図
(海底勾配 1/30)

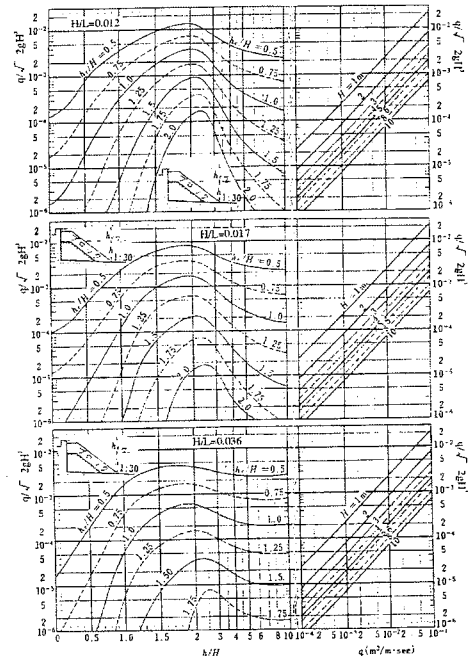


図 2.20: 消波護岸の越波流量推定図
(海底勾配 1/30)

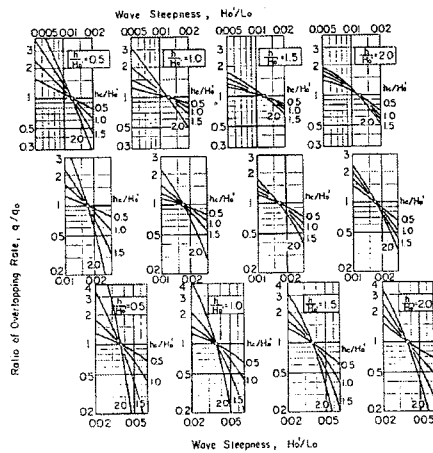


図 2.21: 波形勾配による直立護岸の
越波流量の変化の推定図

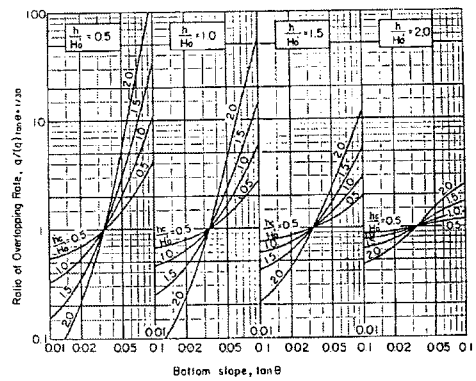


図 2.22: 海底勾配による直立護岸の
越波流量の変化の推定図

および h/H_0 が与えられると $q/\sqrt{2gH_0^3}$ を求めることができる。また、海底勾配が 1/10 と 1/30、沖波波形勾配 H_0/L_0 が 0.012、0.017 および 0.036 以外の条件のものについては、合田ら (1975b) が提案している図-2.21 および 2.22 に示す推定図を用いて補正した。

図-2.23(a) および (b) は、越波流量推定図を用いて求めた越波流量と、被災時の沖波波高との関係を示したものである。これらによると、直立護岸、消波護岸のいずれについて

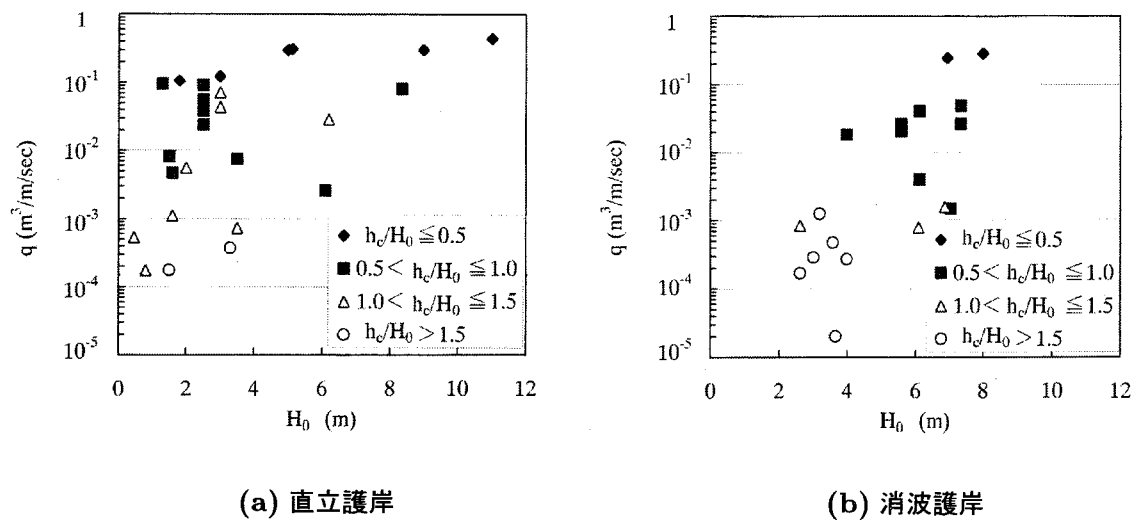


図 2.23: 越波流量と波高との関係

も、護岸天端高と沖波波高との比 h_c/H_0 が 0.5 以下であると、越波流量は $0.1\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ 以上と非常に大きくなり、越波によって被災したものと考えられる。さらに、 h_c/H_0 が 0.5 ~ 1.0 の場合についても、越波流量が $0.01\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ と大きい場合もかなりあるので、越波が原因となって被災する危険性は高い。

また、直立護岸の場合、 h_c/H_0 が 1.0 ~ 1.5 のものをみると、入射沖波波高が 3m 程度と小さくても、越波流量が $0.1\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ と大きくて被災している場合がある。これは、被災時の最高潮位が設計潮位よりもかなり高く、護岸の余裕天端高が小さくなったためであり、さらに、護岸前面の勾配が急であることも理由のひとつと考えられる。

しかし、消波護岸においては、波高に対する護岸天端高が h_c/H_0 が 1.0 以上と十分な場合には、越波流量は $0.001\text{m}^3/\text{m}/\text{s}$ 程度にまで低減されている。余裕天端高が高く、平均水面上にある消波工の量が十分な場合には、消波工の機能が越波に対してしっかりと発揮されていることは、この図から明らかである。

2.2.6 波力

被災護岸のほとんどは砕波線からかなり陸側にあるため、波力の算定に合田式 (合田, 1973) を適用することは難しい。そこで、本研究では護岸が汀線近傍にある場合には、富永・久津見 (1971) の式を用いた。

波圧分布は図-2.24 に示すように、静水面上 $r'(m)$ まで一様分布、 $R'_0(m)$ で 0 となる台

形分布とする。

$$\begin{aligned}
 p &= 4\omega_0 \left\{ 0.45 (H_0 L_0)^{1/2} \right\} \tan \theta + 0.8h \\
 r' &= 0.4h \\
 R'_0 &= 2h + 1.68 (H_0 L_0)^{1/2} \tan \theta
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

ここに、 p ：一様分布の波圧強度 (tf/m^2)、 H_0 ：沖波波高 (m)、 L_0 ：沖波波長 (m)、 h ：設置水深 (m)、 $\tan \theta$ ：海底勾配、 ω_0 ：海水の単位体積重量 (tf/m^3) である。

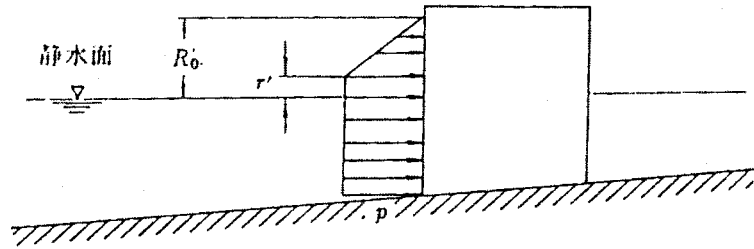


図 2.24: 富永・久津見による波圧分布 (汀線近傍にある場合)

また、護岸が汀線より陸側にある場合には、C.E.R.C.(1984a) の式を用いた。この場合の波圧は、図-2.25 に示すように、堤体基部から地盤面上 h' の高さまで一様に作用する動水圧 p_m と、地盤面上 h' で 0 となり、堤体基部で p_s となる三角形分布の静水压の和として計算できる。動水圧 p_m 、静水压 p_s および h' はそれぞれ次式により計算する。

$$\begin{aligned}
 p_m &= 0.5\omega_0 h_b \left(1 - \frac{X_1}{X_2} \right)^2 \\
 p_s &= \omega_0 h' \\
 h' &= 0.78 H_b \left(1 - \frac{X_1}{X_2} \right)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

ここに、 X_1 ：汀線から構造物までの距離 (m)、 X_2 ：汀線から波の仮想打ち上げ限界までの水平距離 (m) ($X_2 = 2H_b \cot \beta = 2H_b$)、 H_b ：碎波波高 (m)、 h_b ：碎波水深 (m)、 ω_0 ：海水の単位体積重量 (tf/m^3) である。

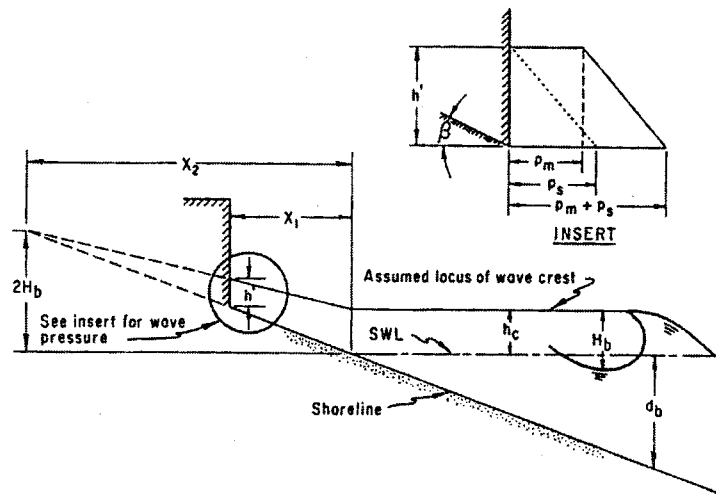
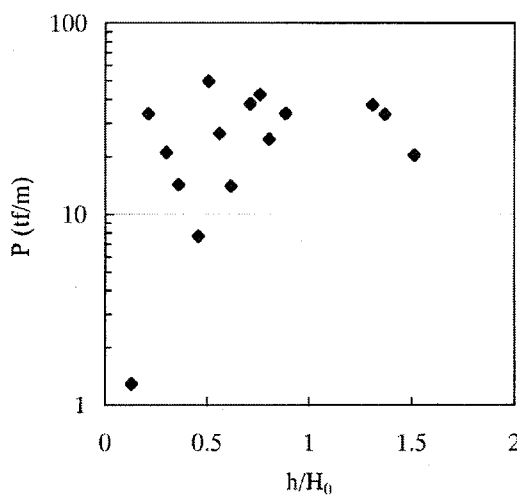
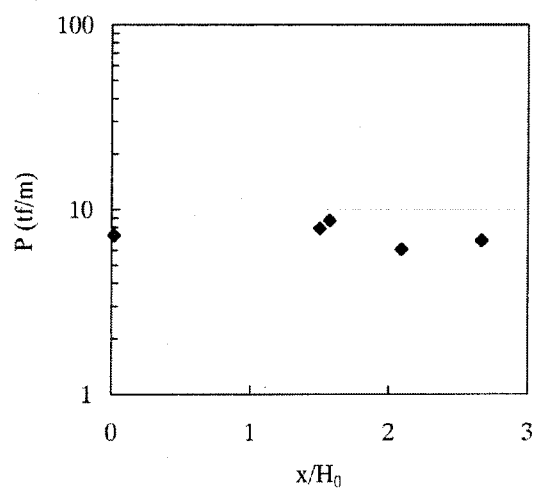


図 2.25: C.E.R.C. の式による波圧分布 (汀線から陸側にある場合)



(a) 汀線近傍にある場合



(b) 汀線より陸側にある場合

図 2.26: 被災時の作用波力

図-2.26(a) および (b) に、被災時に護岸に作用したと推定される水平波力を示した。なお、(a) 図は式 (2.3) を用いた汀線近傍にある場合のもの、(b) 図は式 (2.4) を用いた汀線から陸側にある場合のものである。

富永・久津見の実験結果によると、 h/H_0 が 0.6~1.1 の範囲では、衝撃砕波圧が生じるため、その最大値は沖波波高の数十倍に達するとされている。また、 h/H_0 が 0.5 以下になると、波圧は急激に小さくなる。(a) 図でも、 h/H_0 が 0.5~1.0 の範囲で波力が大きく

なる傾向がみられるが、0.5 以下になっても、波力はそれほど小さくなっていない。

また、護岸が汀線近傍にある場合には、波力が大きいものもややみられ、護岸の構造形式が石積式やブロック積式の場合には、護岸法面の石およびブロックの一部が、波力によって破壊されたために、護岸が崩壊した場合もあると考えられる。しかし、背後からの土圧もかかっているため、波力のみによって被災したというよりもむしろ、越波によって裏込め土が吸出されて、背後土圧が減少した後に、波力によって直立壁が倒壊する場合のほうが多いといえる。

(b) 図によると、護岸が汀線から陸側にある場合には、汀線からの距離に関係なく、6～9tf/m でほぼ一定値を示しており、波力はそれほど大きくはない。

2.2.7 ブロック所要重量

Hudson 公式 (Hudson, 1959) を用いて消波ブロックの所要重量を算定し、被災護岸のブロック重量と比較した。なお、Hudson の式は次式で表される。

$$W = \frac{\gamma_r H_{1/3}^3}{K_D (S_r - 1)^3 \cot \alpha} \quad (2.5)$$

ここに、 W ：捨石またはコンクリートブロックの所要重量 (tf)、 γ_r ：石またはブロックの空中単位体積重量 (tf/m³)、 S_r ：石またはブロックの海水に対する比重、 α ：傾斜面が水平面となす角度、 $H_{1/3}$ ：設計有義波高 (m)、 K_D ：被覆材および被害率等によって定まる係数である。

また、本研究では、安定係数 KD 値として C.E.R.C.(1984b) による提案値と、我が国の港湾工事における実績値 (調査設計標準作成委員会, 1989) を用いた。被覆材の種類と KD 値を、表-2.1 および 2.2 に示す。

被災時のブロック重量と被災時の波高から算定した所要重量とを比較した結果を、図-2.27 に示す。45° の対角線で示す、図中の実線より上にある点は、被災時の消波ブロック重量が所要重量より小さいケースを示している。これによると、消波ブロックの重量が軽い 2～4t のケースは、所要重量よりも小さく、波力により散乱している事例が多くみられる。また、重量が 8t よりも重いブロックは所要重量以上であり、ブロックの重量不足

表 2.1: C.E.R.C. による捨石および各種異形ブロックの K_D 値 (堤幹部)

被覆材の種類	層数	積み方	K_D 値		$\cot \alpha$
			砕波	非砕波	
捨石(丸味を帯びたもの)	2	乱積	(1.2)	2.4	1.5~5.0
"	> 3	"	(1.6)	(3.2)	"
捨石(角ばったもの)	2	"	2.0	4.0	"
"	> 3	"	(2.2)	(4.5)	"
テトラポッド, クオリポッド	2	"	7.0	8.0	"
トリバー	2	"	(9.0)	10.0	"
ドロス	2	"	15.8	31.8	2.0
修正立方体	2	"	(6.5)	7.5	1.5~5.0
ヘキサポッド	2	"	(8.0)	9.5	"
トリバー	1	整積	12.0	15.0	"

表 2.2: 我が国での実績による異形コンクリートブロックの K_D 値 (堤幹部)

ブロックの名称	調査件数	K_D 値の範囲	再頻値
合掌ブロック	1	8.1	
クリンガー	1	8.1	
コウケンブロック	1	8.1	
三柱ブロック	2	7.2~8.1	
三連ブロック	4	7.2~10.2	10.2
シーロック	2	8.3~10.0	
ジュゴン	1	8.1	
中空三角ブロック	2	7.6	7.6
テトラポッド	10	7.2~8.3	8.3
ドロス	3	20.0~22.0	20.0
六脚ブロック	6	7.2~8.1	7.2, 8.1

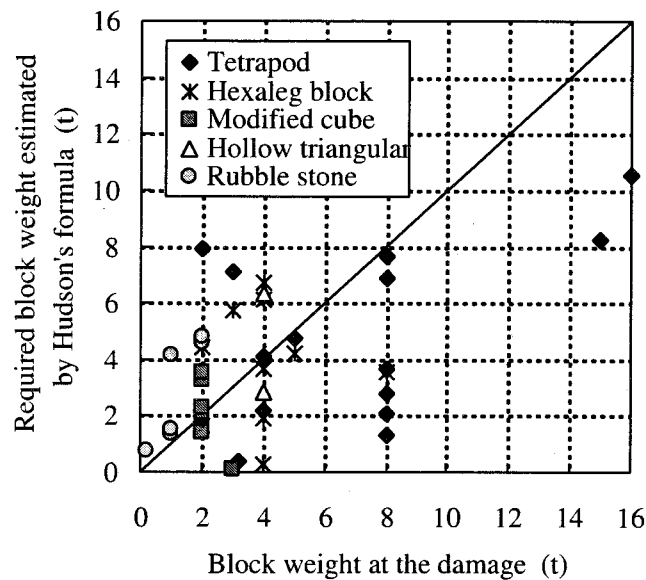


図 2.27: 消波ブロックの所要重量

というよりもむしろ、海底地盤の洗掘によって沈下が生じ、被災したものと考えられる。

図-2.28 は消波工被災の典型的な事例を示したものであり、破線は被災前の断面、実線は被災後の断面である。(a) 図は消波工が波力によって散乱した場合のものであり、(b) 図は地盤の洗掘によって消波工が沈下した場合のものである。

(a) 図の消波護岸は、離れ消波工とパラペット後退型のものである。被災時の最大波高は 10.0m、有義波高は 7.35m とかなり大きかった。また、消波ブロックの重量は 4t であり、消波工のマウンド（フトン籠）の重量は 10t であった。Hudson 公式によって算定した消波ブロックの所要重量は約 6.0t であり、ブロックは重量不足であったため、波力によって散乱したことがわかる。

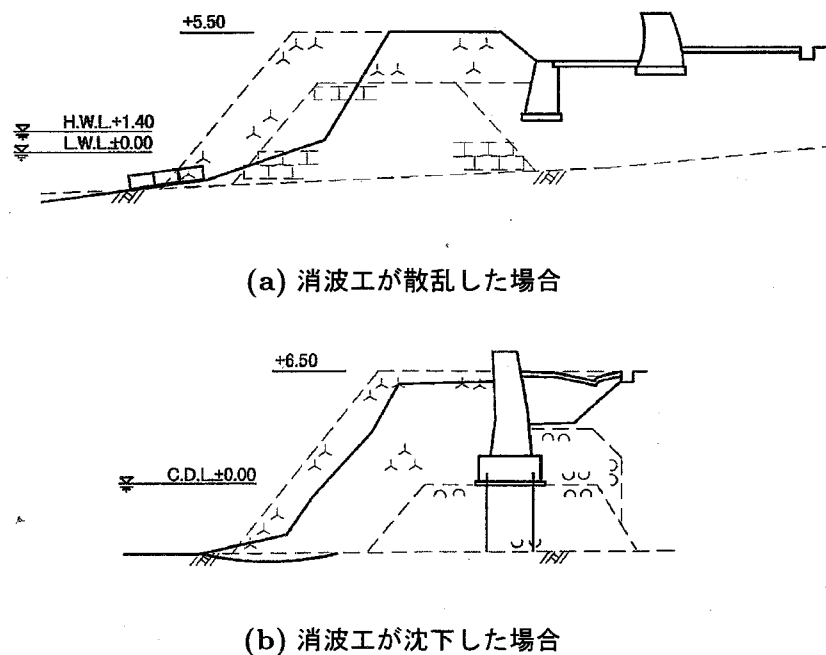


図 2.28: 消波工被災の典型的な事例

また、(b) 図のものは、前面消波工護岸である。この場合、被災時の最大波高は 6.86m 、有義波高は 3.99m であった。消波ブロックの重量は 8t であり、Hudson 公式によって算定した消波ブロックの所要重量は約 3.5t であった。したがって、ブロックの重量不足によるものとは考えられず、消波工部の地盤の洗掘によって、あるいは消波工の締め固めによって、消波工は沈下したと考えられる。

2.2.8 複合災害

波浪条件から越波流量などの諸量を求め、護岸の被災原因について検討してきたが、その多くは洗掘だけでなく、他の原因と複合して起きていることがわかった。ここでは、それらの典型的な被災事例について検討する。

a) 洗掘と越波

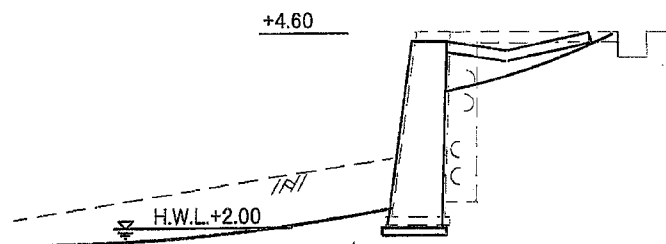
図-2.29 は洗掘と越波による複合災害について示したものである。破線は被災前の断面、実線は被災後の断面である。

(a) 図の直立護岸は、構造形式が扶壁式であり、護岸の前面が洗掘され、さらに、越波によって水叩きが損傷し、裏込め土が吸出された。合田ら (1975b) の越波流量推定図を用いて求めた被災時の越波流量は、 $0.359(m^3/m/s)$ で非常に大きかった。被災時の沖波波高は $9.0m$ 、前面波高は $3.0m$ であり、潮位は $+1.65m$ であった。護岸前面が約 $1m$ 洗掘されており、護岸も沈下している。そのため、越波流量がかなり大きくなったものと考えられる。こうした、洗掘が越波流量に及ぼす影響については、次章で詳述する。復旧方法は、被災護岸を撤去して重力式にしており、基礎に洗掘対策のための被覆石および捨石が施工されている。

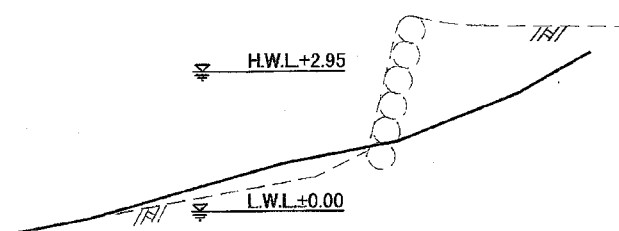
また、(b) 図の護岸は石積式であり、護岸の前面が洗掘され、さらに、越波によって裏込め土が吸出された。越波流量推定図を用いて求めた被災時の越波流量は、 $0.106(m^3/m/s)$ でかなり大きかった。これは、被災時の沖波波高は $1.8m$ 、前面波高は $1.5m$ でそれほど大きくはなかったが、被災時の最高潮位は $+3.25m$ とかなり高かったためであろう。さらに、護岸は全壊しており、洗掘深は不明であるが、その影響も充分にあったと考えられる。復旧方法は、被災護岸を撤去してコンクリートブロック積式にしており、洗掘対策のために基礎に被覆石および捨石が施工されている。さらに、越波対策のために護岸天端に水叩き工を設置している。

b) 洗掘と波力

図-2.30 は洗掘と波力による複合災害について示したものであり、破線は被災前の断面、実線は被災後の断面である。この消波護岸は、離れ消波工とパラペット後退型のものであり、消波工が沈下と散乱によりかなり被災している。被災時の最高波高は $9.59m$ 、有義波高は $6.12m$ とかなり大きかった。また、消波ブロックの重量は $4t$ であり、消波工のマウンド（フトン籠）の重量は $10t$ であった。Hudson 公式によって算定した消波ブロックの所要重量は約 $6.5t$ であり、消波ブロックは波力によって飛散したことがわかる。さらに、フトン籠も崩壊していることから、地盤が洗掘され、消波工が沈下したと考えられる。復旧方法としては、原形復旧が図られているが、同じ地域の被災護岸の件数がかなり多く、被災経歴の間隔も短いことから、根本的な対策が図られるべきである。



(a) 扶壁式



(b) 石積式

図 2.29: 洗掘と越波による複合災害

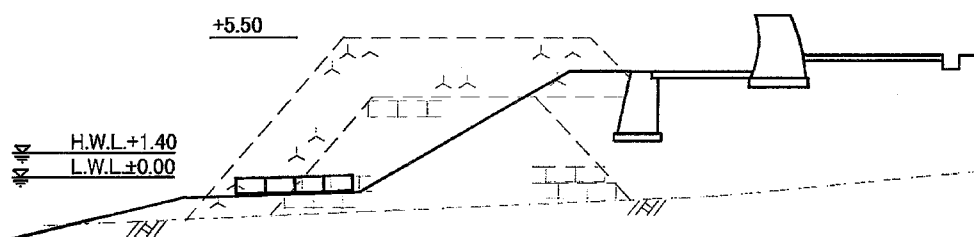


図 2.30: 洗掘と波力による複合災害

2.3 結語

本章では、国土交通省港湾局（元運輸省港湾局）発行の海岸・港湾構造物被災施設集覧をもとに、海岸・港湾護岸の被災事例について統計的に解析した。主要な結果をまとめると、次のようになる。

- 1) 海岸護岸の被災事例の約半数は、洗掘によるものであり、特に外洋に面した護岸においてその割合が多くみられる。

- 2) 護岸形式によって、被災の傾向は異なり、直立護岸では洗掘による本体の破壊、消波工護岸では消波工前面の洗掘、傾斜護岸では法先の洗掘による被覆工の散乱が代表的な被災形態である。
- 3) 九州・太平洋側などの台風による護岸の被災原因は波力、越波および洗掘など様々だが、日本海側の冬季風浪による被災の原因はほとんどが洗掘である。
- 4) 被災護岸数の経年変化は2度ピークを迎え、一つ目は築造後5年未満の初期安定化が不十分なときであり、もう一つは築造後約20年過ぎで、耐用年数の限界時期である。
- 5) 被災護岸のほとんどは設計波浪以上の波浪で被災しているが、洗掘による被災は設計波浪以下でも起こる場合がある。
- 6) 消波護岸の越波流量は直立護岸よりも小さく、消波工の効果がみられる。直立護岸、消波護岸のいずれについても、護岸天端高と沖波波高との比が0.5以下であると、被災時の越波流量は非常に大きい。
- 7) 重量の軽い消波ブロックは、波力によって散乱していた。また、重量が8tより重い消波ブロックは所要重量以上であり、ブロックの重量不足というよりもむしろ、基礎や根固めが洗掘されて沈下が生じ、被災した。

参考文献

- [1] 海岸保全施設築造基準連絡協議会 (1987) : 改訂 海岸保全施設築造基準解説, pp.182-190.
- [2] 鹿島遼一・今泉正次・戸田泰和 (1986) : 被災事例から見た防波堤・防波護岸の波浪被災特性, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp.626-630.
- [3] 合田良実 (1973) : 防波堤の設計波圧に関する研究, 運輸省港湾技術研究所報告, 第 12 巻, 第 3 号, pp.31-69.
- [4] 合田良実 (1975a) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp.59-106.
- [5] 合田良実・岸良安治・神山 豊 (1975b) : 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 4 号, pp.3-44.
- [6] 調査設計標準作成委員会 (1989) : 港湾施設設計指針 (改訂) 第 I 部, 第 2 編 設計条件 (中), p.2-中-48.
- [7] 土木学会 (1985) : 水理公式集 (改訂版), pp.480-483.
- [8] 富永正照・久津見生哲 (1971) : 海岸堤防に作用する碎波後の波圧, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp.215-221.
- [9] (社) 日本港湾協会 (1994) : 海岸保全施設総点検調査報告書, p.63.
- [10] Bretschneider, C. L.(1952): The generation and decay of wind waves in deep water, Trans. AGU, Vol.33, No.3, pp.381-389.
- [11] Coastal Engineering Research Center, U.S. Army Corps of Engineers(1984a): Shore Protection Manual, Vol. IV, pp7-192-198.
- [12] Coastal Engineering Research Center, U.S. Army Corps of Engineers(1984b): Shore Protection Manual, Vol. IV, pp7-202-242.

-
- [13] Hudson, R. Y.(1959): Laboratory investigation of rubble-mound breakwaters, Proc. ASCE, Vol.85, W.W.3, pp.93-121.
 - [14] Sverdrup, H. U. and Munk, W. H.(1947): Wind, sea and swell, theory of relations for forecasting, U.S. Navy Hydrographic Office, Pub.No.601.
 - [15] Wilson, B. W.(1965): Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959, Deut. Hydrogr. Zeit. Jahrgang, Heft 3, pp.114-130.

第3章

護岸の洗掘被災特性

3.1 洗掘による被災事例

3.1.1 洗掘被災護岸の統計

図-3.1 は、洗掘により被災した護岸 108 例を護岸形式別に分類したものである。これによると、直立護岸が 40 例で 37%、消波護岸が 52 例で 48%と、この二つの護岸形式が被災護岸の大部分を占めている。また、緩傾斜・階段護岸が 6 例で 6%、その他護岸が 8 例で 7%である。

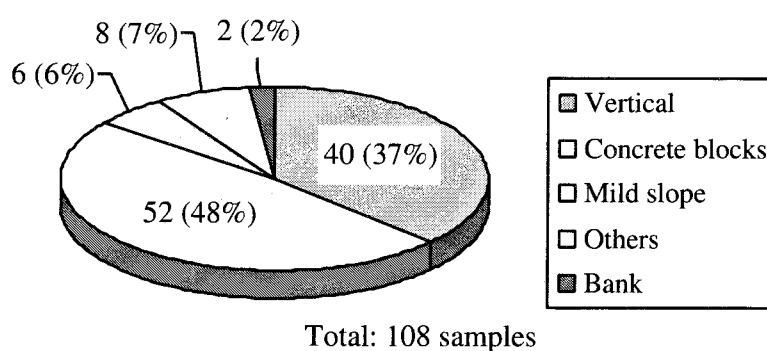


図 3.1: 洗掘により被災した護岸形式の割合

3.1.2 護岸形式別の洗掘被災特性

洗掘による被災特性を明らかにするために、各護岸の構造形式ごとにその特性を検討した。

1) 直立護岸

図-3.2 は洗掘により被災した直立護岸 40 例について、その構造形式の割合を示したものである。これによると、直立護岸の被災では石積式のものが最も多く、16 例で約 40% であり、次に重力式が 11 例で 28% となっている。

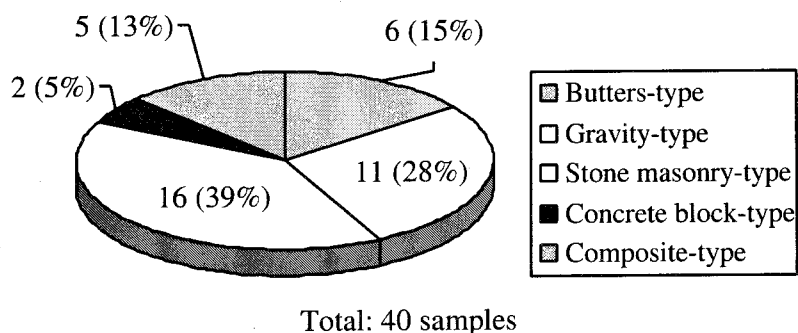


図 3.2: 被災直立護岸の構造形式の割合

さらに、図-3.3 に示した直立護岸の構造形式ごとの被災率をみると、石積式では 80% が全破損しており、これは一部が被災すると、その影響が周辺に広がり、その結果全損に至ると考えられる。また、護岸前面が洗掘されると、それによって石積の下部が大きく変形しやすく、洗掘によって非常に被災しやすい形式であるといえる。また、ブロック式は 2 例と少ないが、いずれも全破損しており、石積式と同じ原因によると考えられ、被災しやすい形式といえる。これは、重力式で一体式の場合と異なり、石積式やブロック積式では、一箇所が破損すると全体の破壊に結びつきやすい構造であるためだと考えられる。なお、その他の構造形式のものは、いずれも部分破損が 8 割以上を占め、背後地が大きな被害を受けることは少ないことがわかる。

図-3.4 は、直立護岸の被災形態を、2.1.2 で述べたように分類したものである。これに

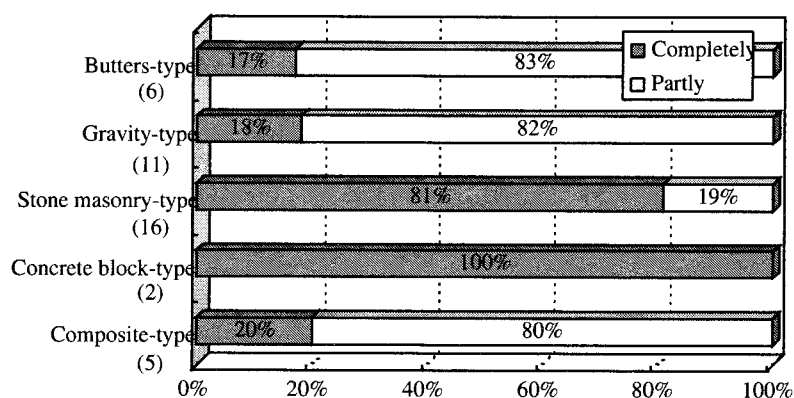


図 3.3: 直立護岸の形式別被災率

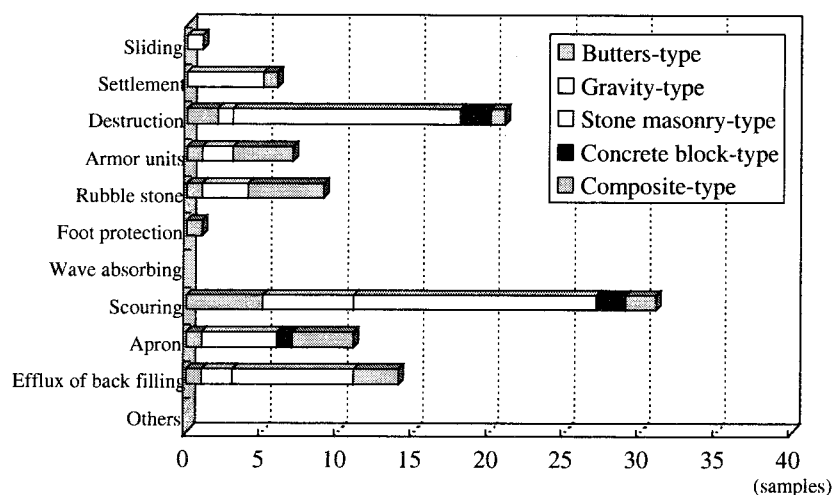


図 3.4: 直立護岸の被災形態

よると、石積式の場合には、洗掘、本体の破壊および裏込め土の流出がほとんどである。このことより、護岸前面が洗掘されて堤前波高が大きくなり、越波によって背後から裏込め土の吸出しを受け、全破損に至ったものと考えられる。また、重力式の場合には、本体の滑動、沈下および破壊など、本体の破壊がややみられる。さらに、被覆工や捨石の散乱など、波力も作用していると考えられる被災形態や、水叩きの損傷、裏込め土の流出など越波により被災したと考えられるものもある。高マウンド型の場合も重力式と同様に、被覆石や捨石の散乱、水叩きの損傷、裏込め土の流出などが多い。扶壁式については、被災件数が少ないため、その特性がはっきりとは現れていない。

直立護岸の被災の典型的なものを図-3.5 に示す。破線は被災前の断面、実線は被災後の

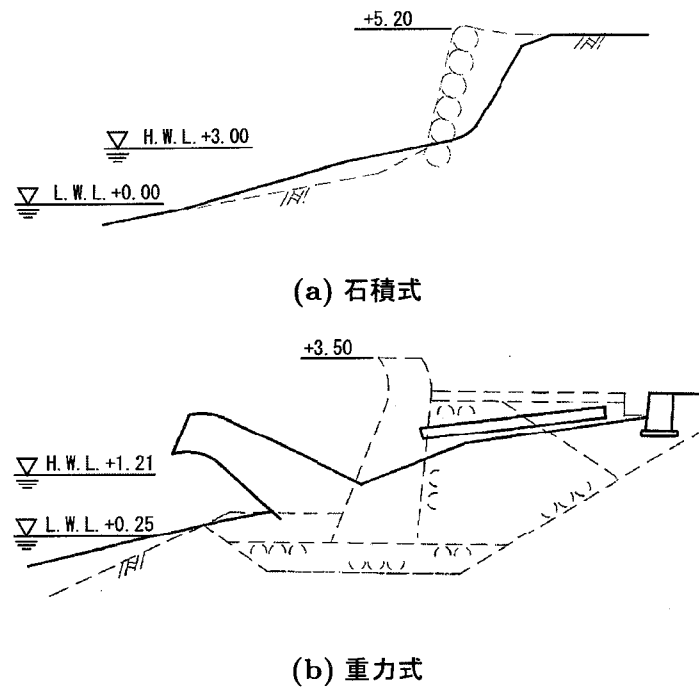


図 3.5: 直立護岸の典型的な被災事例

断面である。図-3.5(a) は石積式で、完全崩壊している。(b) 図は重力式で、前面洗掘で護岸が前に倒れている。

2) 消波護岸

図-3.6 は、洗掘により被災した消波護岸 52 例について、その構造形式の割合を、直立護岸の場合と同様に示したものである。これによると、前面消波工護岸が最も多く、22 例で 42% であり、以下、離れ消波工とパラペット後退型のものが 12 例で 23%、背後に傾斜護岸があるものおよび消波堤が、それぞれ 9 例で 17% である。なお、いずれの形式のものも、直立護岸の場合とは異なり、全破損には至っていない。

図-3.7 に消波護岸の被災形態を示す。被災形態としては、消波工および根固工の散乱や沈下のみが起り、本体が破壊されることはない。前面消波工護岸の場合には、消波工の散乱および洗掘以外では、水叩きの損傷や裏込め土の流出が多い。これは、直立護岸の場合のような越波によるものではなく、海底地盤が洗掘され、消波ブロックが沈下し、護岸下部から裏込め土が吸出しを受けたため、水叩きが沈下して損傷を受けたものと考えられる。また、離れ消波工と傾斜護岸のものについては、消波ブロックおよび根固め工が被災

したため、傾斜護岸の法尻が洗掘されて、沈下する場合がある。

消波護岸の被災の典型的なものを図-3.8 に示す。破線は被災前の断面、実線は被災後の断面である。図-3.8(a) は前面消波工護岸であり、洗掘によって消波工が沈下するとともに、護岸背後が吸い出しによって沈下した災害である。(b) 図は離れ消波工と傾斜護岸であり、洗掘によって消波工が沈下するとともに、消波工の背後が散乱した災害である。いずれの場合も、護岸背後の水叩きが損傷していることから、消波工の機能が低下したことによって越波が助長されたことがわかる。

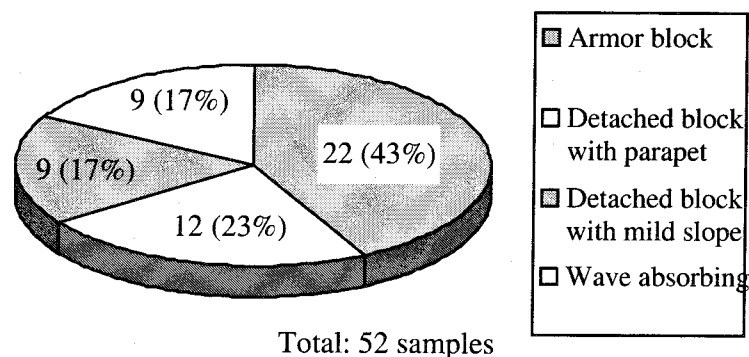


図 3.6: 被災消波護岸の構造形式の割合

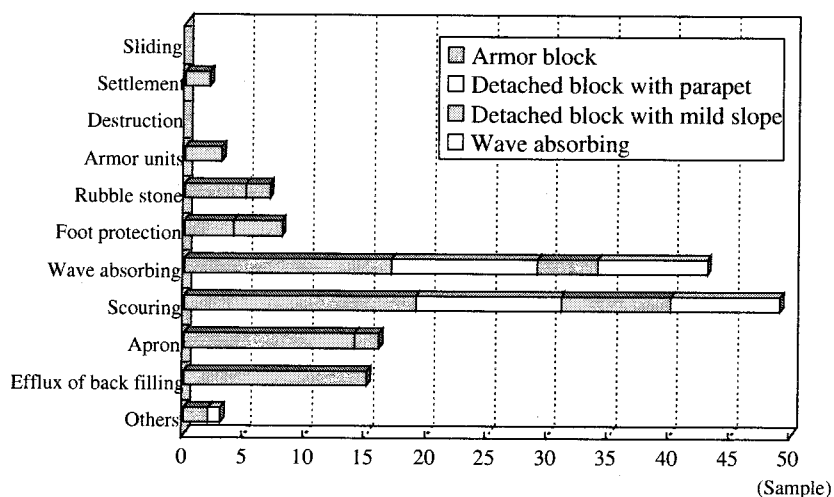


図 3.7: 消波護岸の被災形態

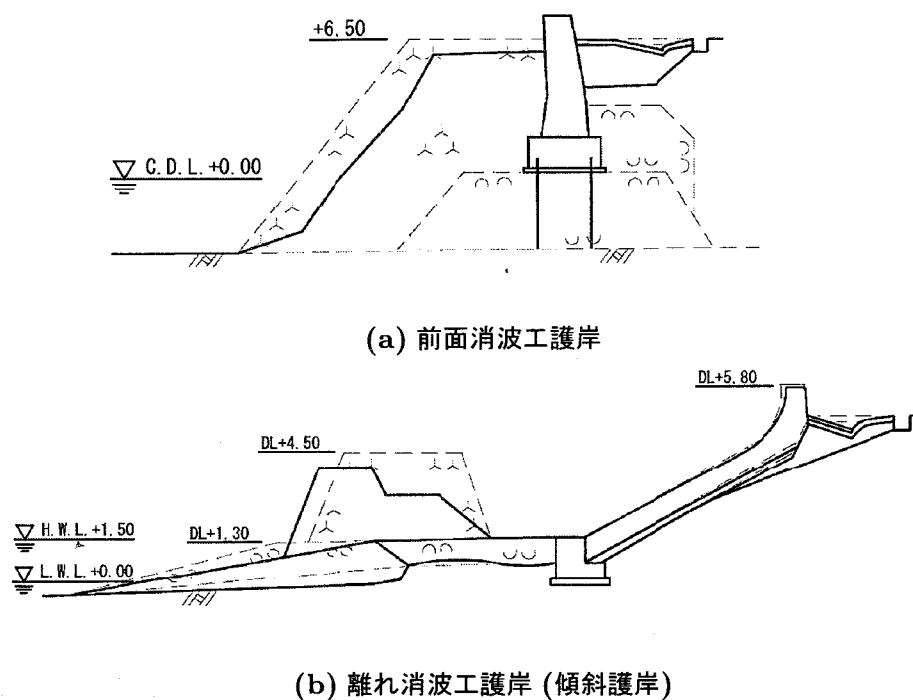


図 3.8: 消波護岸の典型的な被災事例

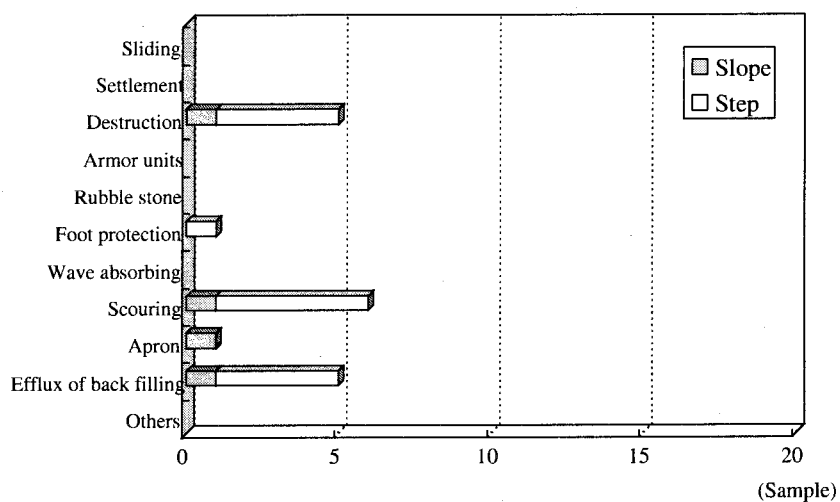


図 3.9: 緩傾斜・階段護岸の被災形態

3) 緩傾斜・階段護岸

次に、洗掘により被災した緩傾斜・階段護岸 6 例について、その被災形態を図-3.9 に示した。これによると、本体の破壊および裏込め土の流出が多い。このことから、被災過程

としては、砂浜が洗掘され、裏込め土が吸出しを受け、護岸ブロックが浮き上がり、散乱していることがわかる。

3.2 越波およびブロック重量に及ぼす洗掘の影響

3.2.1 水深増大

洗掘によって被災した場合、護岸前面の水深が増大するため、波高は大きくなると考えられる。さらに、越波流量などにも影響を及ぼすと考えられる。そこで、洗掘によって水深が増大した場合に、波高や越波流量がどれだけ増大するかについて検討した。

図-3.10 は直立護岸の前面が洗掘され、水深が $0.25\text{m} \sim 1.0\text{m}$ 増大した場合の、堤前波高の増大する割合を求めたものである。縦軸は、洗掘されていない場合の波高 H_v と洗掘された後の波高 H_s との比、 H_s/H_v であり、横軸は洗掘深 h_s と前面水深 h との比、 $\Delta h_s/h$ である。

これによると、 h/H_0 が 1.0 よりも大きい場合には、洗掘深が大きくなっても波高はほとんど増大せず、 H_s/H_v は約 1.1 までである。 h/H_0 が 1.0 以下の場合については、 $\Delta h_s/h$ が 0.3 までの間では、 H_s/H_v は約 1.3 までで、洗掘による影響はそれほど大きくはない。しかし、 $\Delta h_s/h$ がそれよりも大きくなると、波高はかなり増大し、洗掘されていない場合の 1.5 倍以上になる場合もある。

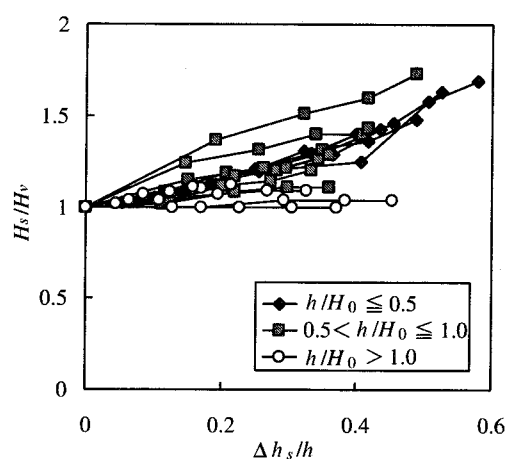


図 3.10: 洗掘深と堤前波高の増加割合との関係 (直立護岸)

以上のことから、護岸前面の海浜が洗掘されることによる波高増大は、元の護岸前面水深が浅いほど、また洗掘量が大きいほど大きくなることがわかった。この波高増大は、護岸に作用する波力を増大させるとともに、越波量も大きくすると考えられる。

図-3.11 は、護岸前面が洗掘された場合の越波流量の増大する割合を、図-2.19 および 2.20 に示した合田ら (1975) による越波流量推定図から求めたものである。縦軸は洗掘されていない場合の越波流量 q_v と洗掘後の越波流量 q_s との比、 q_s/q_v であり、横軸は洗掘深 h_s と前面水深 h との比、 $\Delta h_s/h$ である。

これによると、 h/H_0 が 0.5 以下のものの増大割合がかなり大きく、洗掘によって越波流量は非常に大きくなる。また、 h/H_0 が 0.5 よりも大きい場合には、 $\Delta h_s/h = 0.2$ までは、越波流量はあまり増大しない。しかし、 $\Delta h_s/h$ が 0.2 以上になると、洗掘されない場合の 2~3 倍になる場合も多くなるため、 h/H_0 が小さいときと同様に注意が必要である。

また、護岸前面が洗掘されたことによって、護岸が沈下する被災事例もみられたので、護岸前面が 0.5m 洗掘された状態で、さらに護岸が 0.1m および 0.2m 沈下した場合についての越波流量の増大割合を求め、それらを図-3.12 に示した。縦軸は図-3.11

と同じであり、横軸はそれぞれ、洗掘が生じていない場合、洗掘深が 0.5m の場合、洗掘深が 0.5m で護岸の沈下量が 0.1m および 0.2m の場合についてのものである。

これによると、いずれの場合においても、洗掘によって護岸が沈下すると越波流量が増大することは明らかである。 h/H_0 が 0.5 以下の場合には、洗掘によって越波流量はかなり増大する。さらに、護岸の沈下によっても増大するが、その割合はあまり大きくない。また、 h/H_0 が 0.5 よりも大きい場合には、沈下量が 0.1m 程度では、越波流量はほとん

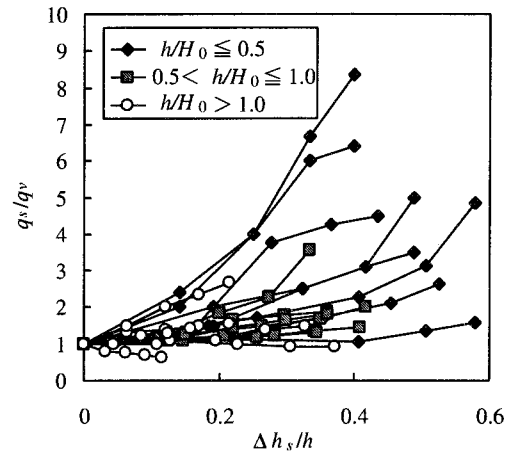


図 3.11: 洗掘深と越波流量の増加割合との関係

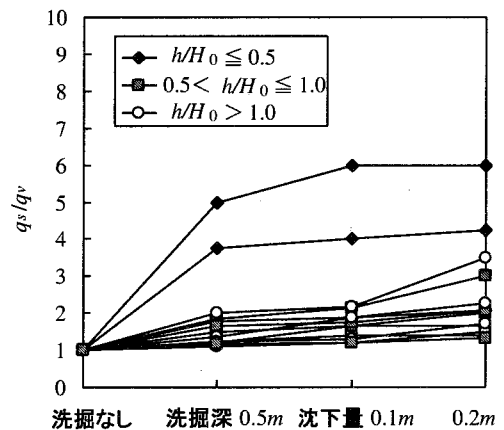


図 3.12: 洗掘深と越波流量の増加割合との関係 (沈下が生じた場合)

ど増大しないが、0.2m になるとかなり大きくなる場合がある。

3.2.2 消波ブロックの沈下および散乱

消波護岸の被災過程としては、重量不足による消波ブロックの散乱だけでなく、ブロックの所要重量が足りているにもかかわらず、地盤の洗掘によって消波ブロックが沈下している事例も多くみられた。こうした消波ブロックの沈下は、護岸の消波機能を著しく低下させるといえる。そこで、沈下による消波護岸の機能低下、特に越波防止機能の低下について検討する。なお、消波ブロックが沈下した場合の越波流量は、高山ら (1982) によって提案されている直立護岸の越波流量算定式と、消波護岸および一部ブロック積み消波護岸の換算天端高係数を用いて求めた。直立護岸の越波流量は、次式で求めることができる。

$$\log \left(q / \sqrt{2gH_0^3} \right) = \min (q_1, \max (q_2, q_3)) \quad (3.1)$$

ここで、 q_1 は次式で与えられる。

$$q_1 = \begin{cases} \alpha \gamma_s^\beta & : (h_c - \eta) / H_0 \geq 0.5 \\ \log (0.053 \gamma_s^{1.5}) - 2 (h_c - \eta) / H_0 & : (h_c - \eta) / H_0 \leq 0.5 \\ / (1.935 \gamma_s^{-0.545} + \log (0.053 \gamma_s^{1.5})) & \end{cases} \quad (3.2)$$

$$\alpha = -1.38 - 1.11 (h_c - \eta) / H_0$$

$$\beta = -0.48 - 0.13 (h_c - \eta) / H_0$$

$$\gamma_s = 0.71 (H_S / H_0) (H_0 / L_0)^{-0.09}$$

さらに、 q_2 および q_3 はそれぞれ次式で求めることができる。

$$q_2 = a \log (h / H_0) + b \quad (3.3)$$

$$a = -0.94 - 2.2 h_c / H_0 + 32 H_0 / L_0$$

$$b = -0.65 - 0.2 h_c / H_0 - 34 H_0 / L_0$$

$$q_3 = -1.17 - 2.43 h_c / H_0 \quad (3.4)$$

図-3.13 は沈下後の消波ブロックの高さと越波流量の増大する割合との関係を示したものである。縦軸は、消波ブロック沈下後の越波流量 q_s と被災前の消波ブロックの高さにおける越波流量 q_b との比、 q_s / q_b であり、横軸は、消波ブロックが沈下および散乱した場合の高さ h_s と被災前の消波ブロックの高さ h_b との比、 h_s / h_b である。

これによると、 h_c/H_0 が小さいものほど越波流量は大きく、いずれの場合も、消波ブロックの高さが低くなるにつれて、越波流量は増大する。また、 h_c/H_0 が 0.5 以下の場合には、越波流量は大きい、その増大する割合は小さい。逆に、 h_c/H_0 が 1.0 よりも大きい場合には、越波流量は小さい、その増大する割合がかなり大きくなるものがある。元の越波流量が小さいと、消波ブロックの沈下により、越波流量の増大がわずかでも、越波流量の比としては大きくなったものと考えられる。

図-3.11 に示した、洗掘による水深の増大が越波流量に及ぼす影響と比較して、消波ブロックの沈下による影響はそれほど大きくはない。消波ブロックの所要重量についても、波高の増大に伴い増加することが予想される。2.2.7 において、式 (2.5) の Hudson 式から求められた消波ブロックの所要重量のうち、重量が足りていたものであっても重量不足になる場合が考えられる。したがって、図-2.27 に示したもののうち、45° の対角線より下にある重量が足りていたものに関して、堤前波高の増大割

合から消波ブロックの所要重量の増大する割合を求め、それらを図-3.14 に示した。縦軸は、洗掘されていない場合の所要重量 W と洗掘後の所要重量 W_s との比、 W_s/W である。これによると、洗掘深が増大するにつれて、ブロック所要重量はかなり大きくなる。さらに、 h/H_0 が大きくなるにつれて、所要重量が増大する割合も大きくなり、洗掘されていない場合の 2~3 倍になるものもある。

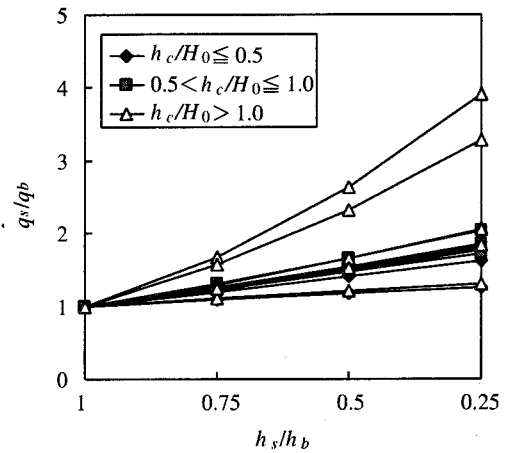


図 3.13: 沈下後の消波ブロックの高さと越波流量の増大割合との関係

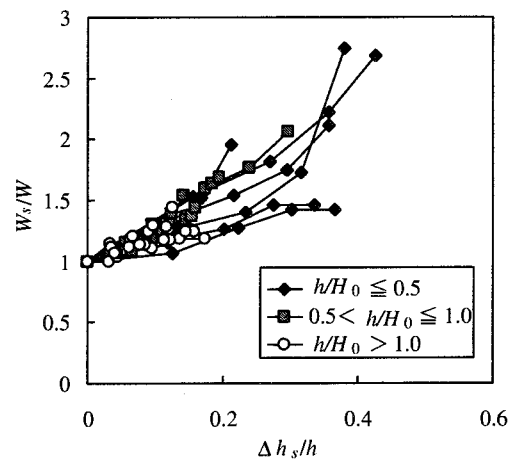


図 3.14: 消波ブロック所要重量の増大割合と洗掘深との関係

さらに、前面が 0.5m 洗掘された場合について、ブロックの所要重量と被災護岸のブロック重量との関係を、図-2.27 と同様に図-3.15 に示す。

この図によると、被災時のブロック重量が 8t 以下の場合には、洗掘後のブロック所要重量は、前面の洗掘によって 45° の対角線より上の重量不足となることがわかる。特に、設計重量とほぼ等しい、対角線上のものほど増大する割合が高く、もう少し安全側で設計をする必要性が認められた。

なお、ブロック重量が 14~16t と大きな場合には、所要重量の増大は微小で波力による散乱の可能性は低いといえる。しかしその反面、自重で沈下する可能性があるのも、被災を完全に防ぐ打開策とはなり得ないであろう。

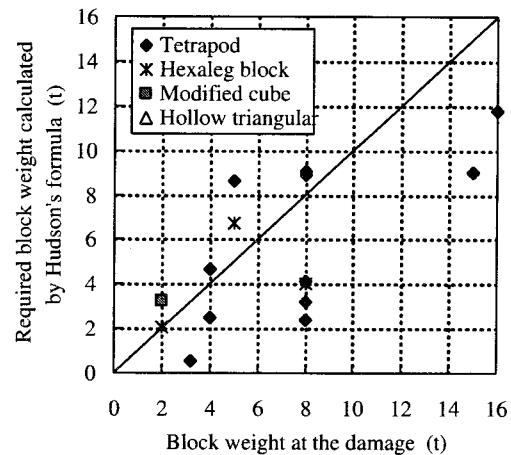


図 3.15: 消波ブロック所要重量の増大

3.3 結語

本章では、洗掘によって被災した護岸の被災事例について、より詳細な検討を行い、その被災特性を明らかにした。得られた結果をまとめると、次のようになる。

- 1) 被災した直立護岸の構造型式の割合は、石積式のものが最も多く、そのほとんどが全破損している。しかし、消波護岸の被災は、いずれの構造形式のものも、消波工および根固め工の散乱や沈下のみであり、本体が破壊されることはない。
- 2) 洗掘によって護岸前面の水深が増大すると、堤前波高および越波流量はかなり増大し、水深・波高比が小さいものほど、その増大する割合は大きくなる。
- 3) 消波ブロックが沈下した場合には、護岸天端高と波高の比が大きいものほど、ブロックの沈下による影響を受けやすく、越波流量の増大する割合が大きくなる。
- 4) 前面の洗掘に伴う波高の増大によって、消波ブロックの所要重量が足りていたものであっても、重量不足になる場合がある。

参考文献

- [1] 合田良実・岸良安治・神山 豊 (1975) : 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第 14 卷, 第 4 号, pp.3-44.
- [2] 高山知司・永井紀彦・西田一彦 (1982) : 各種消波工による越波流量の減少効果, 港湾技術研究所報告, 第 21 卷, 第 2 号, pp.151-205.

第4章

護岸の沈下実験

4.1 実験の目的

2章で述べたように、前面に消波工を設置した護岸や堤防では消波工の被災が最も多く、その多くは護岸前面の海底の洗掘を間接的な原因としている。このような護岸は越波を低減するために消波工が設置されており、沈下による消波機能の低下は大きな災害に結びつく要因となる。そこで、洗掘災害として分類される、護岸前面を消波工で被覆した護岸における消波工の沈下原因を調べるために、水理模型実験を実施した。また、佐伯ら(1985)は、海底勾配が1/10、1/30、1/50と広範囲の実験を行い、護岸堤脚部の洗掘深と護岸の設置水深、法面勾配、初期水路床勾配および波の反射率の関係を明らかにしている。さらに、護岸堤脚部における洗掘と堆積の判定図を作成しており、本実験結果についてもそれと比較する。

また、水理実験を行うにあたり、実験の重要性を確認するために、過去の海岸工学論文集から波浪に係わる水理実験を抽出し、その変遷と経済発展などの時代背景との関係を調べた。その結果、水理実験に関する論文数の割合は論文数の増加に比べて減少しているものの、漂砂や洗掘に関する研究に関しては水理実験の割合は依然として高く、その重要性は高いことが明かになった。さらに、理論や数値計算の妥当性を検証するような水理実験の割合も年々増加している。したがって、本研究においても、水理実験と数値計算を同時に行うことが非常に重要と考えられ、本章で水理実験結果を、次章で数値計算を行い実験結果と比較する。波浪に係わる水理実験の変遷に関する詳細な内容については、付録とし

て添付している。

4.2 実験条件

4.2.1 断面地形と海岸構造物

(a) 断面地形

移動床模型の基部の砂地盤としては、図-4.1 に示すような粒径加積曲線をもつ濾過砂 6 号を用いて平均的に勾配 $1/28$ でまず製作し、その上に、図-4.2 に示す粒径加積曲線をもつ豊浦標準砂を敷いて、図-4.3 に示すような $1/20$ 勾配の砂地盤を製作した。濾過砂 6 号の中央粒径は $d_{50} = 0.3mm$ であり、豊浦標準砂は $d_{50} = 0.17mm$ であった。豊浦標準砂の層は、水深が浅くなるほど厚くなるように設定し、洗掘が起きても濾過砂 6 号が現れないようにした。豊浦標準砂の層厚は最大で $20cm$ は確保した。

水路床から移動床の高さが $80cm$ になったところで移動床を水平にし、消波ブロックを設置する領域とした。消波ブロックとしてはテトラポッドを用い、その模型重量は $100gf$ と $205gf$ である。 $1/25$ の縮尺模型として現地に直すと $1.5tf$ から $3tf$ の重量に対応する。

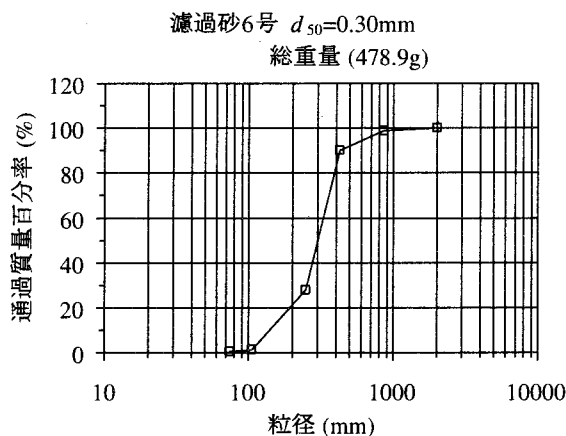


図 4.1: 粒径加積曲線 (濾過砂 6 号)

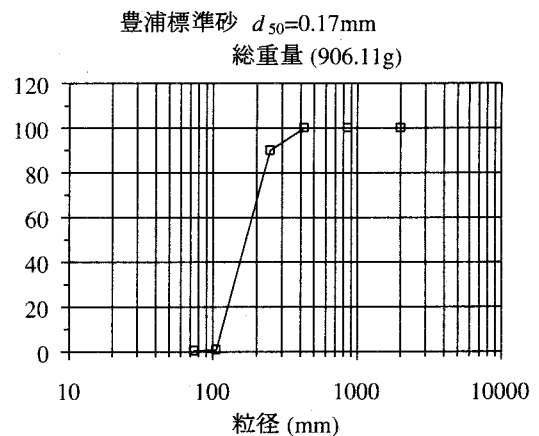


図 4.2: 粒径加積曲線 (豊浦標準砂)

(b) 海岸構造物

海岸構造物としてはアクリル製の構造物で、図-4.4 に示すような前面が約 60 度の勾配になっている三角形断面の構造物である。この構造物の高さは $80cm$ であるが、その半分

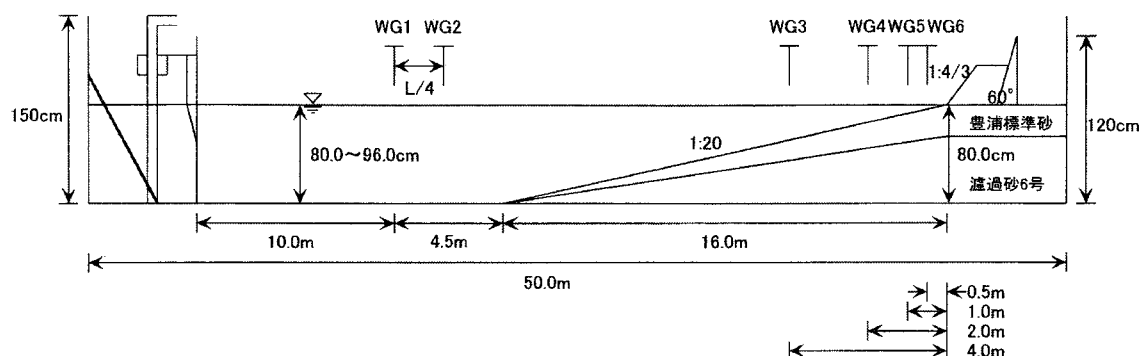


図 4.3: 実験水槽

の 40cm は砂地盤内にあり、砂地盤上の天端高は 40cm である。約 60 度の勾配を持つ三角形断面の海岸構造物にしたのは、護岸や堤防は前面にある程度の勾配を有していることを配慮してこのようにセットした。

4.2.2 消波ブロックの設置条件

消波ブロックは天端 2 個並びの条件で設置し、天端の高さは模型諸元で静水面上 16cm と 24cm に設定した。この天端高は入射波の沖波波高 H_0 に対して $h_c/H_0 = 0.8$ と 1.2 に対応する。消波工は通常よく用いられている法面勾配とし、1 : 4/3 で設置した。

海岸構造物の設置点における水深としては、水深 0cm から 4cm 毎に 16cm までの 5 種類について実験を行った。水深をこのように変化したのは、海岸構造物に作用する波高は、水深が波高より浅い場合には碎波の影響が水深毎に異なり、水深が深く

なるほど大きくなるので、このような波高変化が砂地盤の洗掘にどのように影響するかを検討するためである。消波ブロックの断面配置形状を図-4.5 に示す。

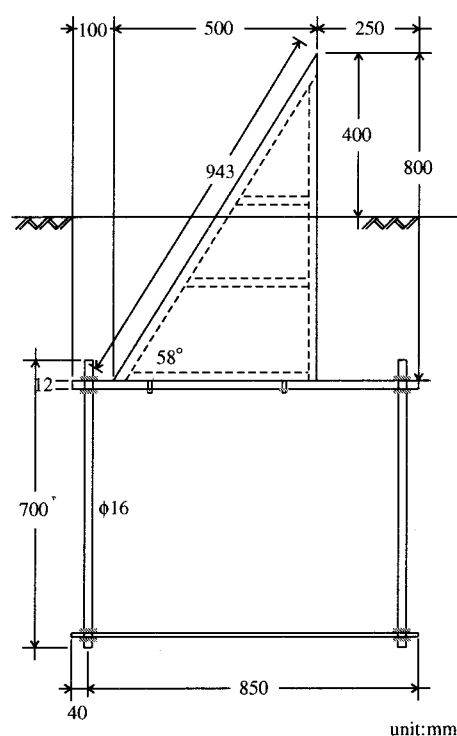


図 4.4: 海岸構造物の断面図

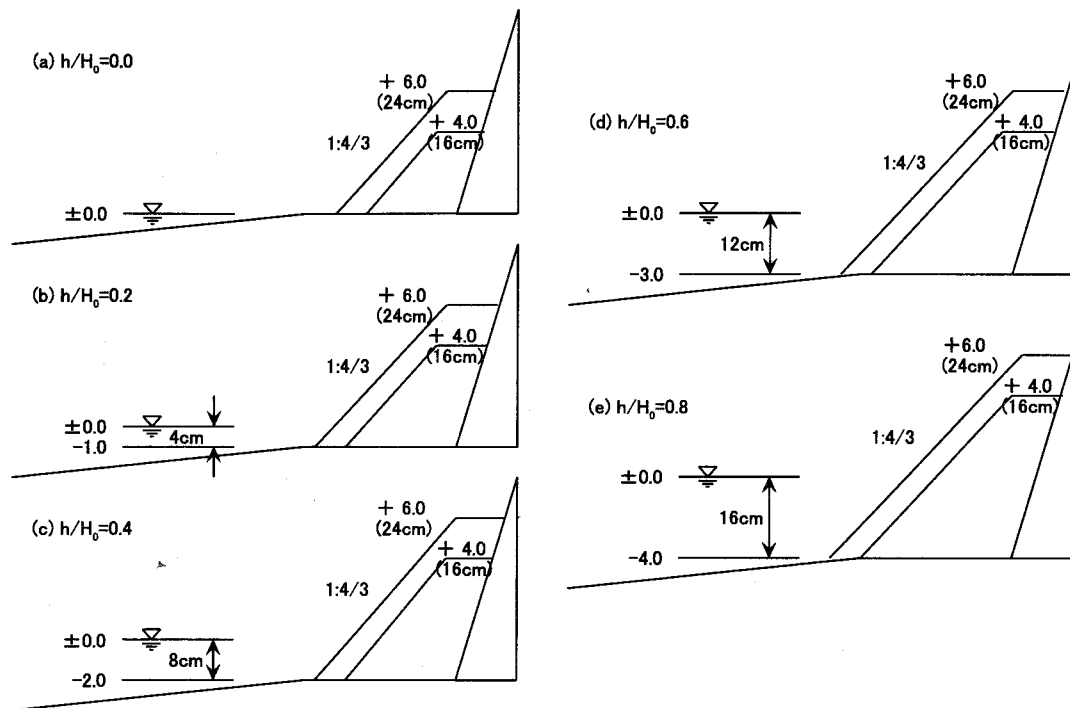


図 4.5: 消波ブロックの断面配置形状

護岸の堤脚水深が 12cm と 16cm において消波工の天端高が高い場合には、軽いテトラポッドが十分になかったため、重量が約 2 倍重いテトラポッドの模型を被覆材として用いた。そのため、同じ堤脚水深であっても消波ブロックが散乱され易いものとされ難いものが生じた。実験結果を考察するにあたっては、このことを念頭におく必要がある。

4.2.3 入射波条件

入射波としては、波形勾配が比較的大きな風波と小さなうねり性の波に分けて実験を行うことを考え、沖波波形勾配を $H_0/L_0 = 0.04$ と 0.025 に設定した。沖波波高については、相似則との関係もあり、比較的大きな波高を用いることにして、波高は 20cm (現地換算で 5.0m) に設定した。その結果、波の周期は 1.8s と 2.2s になる。

本実験で用いた条件を表-4.1 に示す。本実験は規則波を対象にして行った。

表 4.1: 実験条件

波形勾配	H_0/L_0	0.040 (風波), 0.025 (うねり)
周期	T (s)	1.8, 2.2
波高	H_0 (cm)	20.0 (5.0m)
一様水深	h_0 (cm)	80.0, 84.0, 88.0, 92.0, 96.0
天端高さ	h_c (cm)	16.0, 24.0
波長	L_0 (m)	5.0, 7.6
海底勾配	S	1/20

4.2.4 波浪作用時間の設定

本実験では、地形変化が起きる過程を調査することを研究の対象にしているのではなく、一様勾配 1/20 の海底地形に波が作用した場合に海底地形が変形し、それに伴って消波ブロックも沈下変形して、最終的に平衡状態になったときの海底地形の形状を研究の対象にしている。一定の波高の波を作用させ始めてから地形変化の状態をビデオに撮影し、ビデオから地形変化の形状を調べ、平衡状態に達したかどうかを調べた。その結果、波の作用時間が 30 分もあれば、地形変化は平衡状態に達することが確認できた。そこで、波の作用時間は 30 分とし、その状態での海底地形の変形状況を調べた。

波の作用時間が 30 分であるということは、1/25 の模型縮尺を想定すると、フルード相似則では 2.5 時間に対応する。2.5 時間は台風等の移動性低気圧による暴風の継続時間にほぼ対応する。太平洋岸では 2m 以上の波高の継続時間が 2 時間以内である暴風は、暴風の全発生数のうち 50% 近くを占めている (帯包ら, 1999)。このようなことから、波作用時間の 2.5 時間はほぼ妥当な時間と考えられる。

4.2.5 砂地盤変形量の測定法

砂地盤の変形の測定は、造波開始 30 分後の平衡状態における砂地盤の変形を超音波式砂面計を用いて行った。造波開始後 30 分で造波機を止めて、水を張り、超音波砂面計をゆっくり沖側から岸側に移動させながら計測した。しかし、消波工を設置した場所では測定できないので、砂地盤地形を乱さないように消波ブロックを取り除いて測定した。そのために、砂面計で測った位置が消波ブロックの下面に対応すると考えることができる。消

波工の断面形状についてはビデオ撮影しているので、ビデオから読み取った形状を断面形状とした。そのために、必ずしも水路中央における断面形状ではない。

4.3 実験結果

4.3.1 断面形状の変化

(a) 波周期 1.8s

1) 堤脚水深 $h = 0\text{cm}$

消波工の天端高が 16cm と 24cm について実験を行った。図-4.6 に平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状を示している。横軸 x の基準点は、 $1/20$ 勾配から水平勾配に移る点である。そして、 x 軸は沖側を正に取っている。図中の薄い実線は初期地形、太い実線は消波工が低い場合における変形後の砂地盤形状、太い点線は消波工が高い場合における変形後の砂地盤形状を示している。

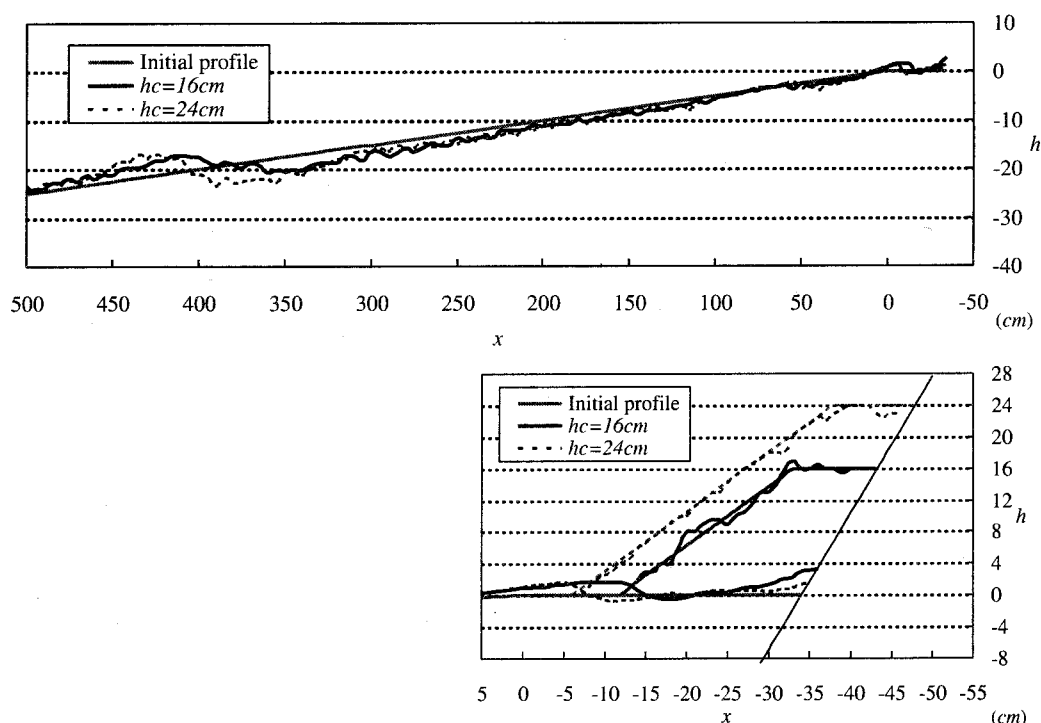


図 4.6: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 1.8\text{s}$, $h/H_0 = 0.0$)

消波工の高さが 16cm の実線では、碎波は水深 20cm の付近で起きており、その部分で他の部分と比較して大きな地形変化が生じている。碎波地点の岸側で洗掘された砂が沖側に堆積し、砂堆を形成している。しかし、この砂堆は大きくなく、初期地盤から約 3cm 高くなっているだけである。その岸側での洗掘もほぼ同程度である。沖側の砂堆の範囲は 1m 程度の長さであるが、岸側の洗掘部分は広く汀線付近にまで広がっている。消波工付近では、護岸の堤脚部で 3cm ばかり堆積しており、護岸から離れるに従ってその堆積は薄くなり、また消波工の堤脚部で 2cm 程堆積する。平衡状態ではこのような断面形状になるが、波を作用させ始めた直後は、消波工の前面で洗掘が起きることが確認されている。そして、沖側での地形変化が進行し、平衡状態になるにしたがって、消波工部分に堆積が起きるようになった。このように、洗掘が生じるのか堆積が生じるのかは、沖側の地形変化と密接な関係があることが判明した。

消波工の天端高さが 24cm と、8cm だけ高くなった場合の実験結果を点線で示している。消波工の天端高さの違いだけであり、地形変化に大きな差は無いと考えられる。実線と点線を比較すると、地形変化の特性はほぼ同じである。しかしながら、砂堆の高さや洗掘深さは消波工が高い方がどちらも約 4cm と、1cm 程度地形変化が大きくなっている。護岸や消波工の部分ではほとんど変わらない。沖側で地形変化が大きくなった原因については不明であるが、消波工の天端が高い方が反射波が小さくなると推定でき、護岸前面の波が進行波の状態に近くなるためとも考えられる。しかしながら、進行波になると大きな地形変化が起こる原因はよくわからない。この程度の変化は誤差の範囲なのかもしれない。

2) 堤脚水深 $h = 4\text{cm}$

護岸の堤脚水深を $h = 4\text{cm}$ とし、水深を深くした場合である。実験結果は図-4.7 に示している。図中の線の意味は図-4.6 と同じである。

消波工の天端の高さによらない断面形状の特性は次のようになる。護岸堤脚水深が 4cm 深くなったこともあって、碎波点は堤脚水深 0cm の場合より約 80cm 岸側に移動するけれども、入射波高に変化が無いこともあって、碎波水深は約 20cm で違いはほとんど無い。この碎波点より沖側には砂堆が発生し、この砂堆は碎波点より岸側で洗掘された砂が堆積したものである。碎波点の前後では洗掘と堆積が起きることがわかる。堆積と洗掘

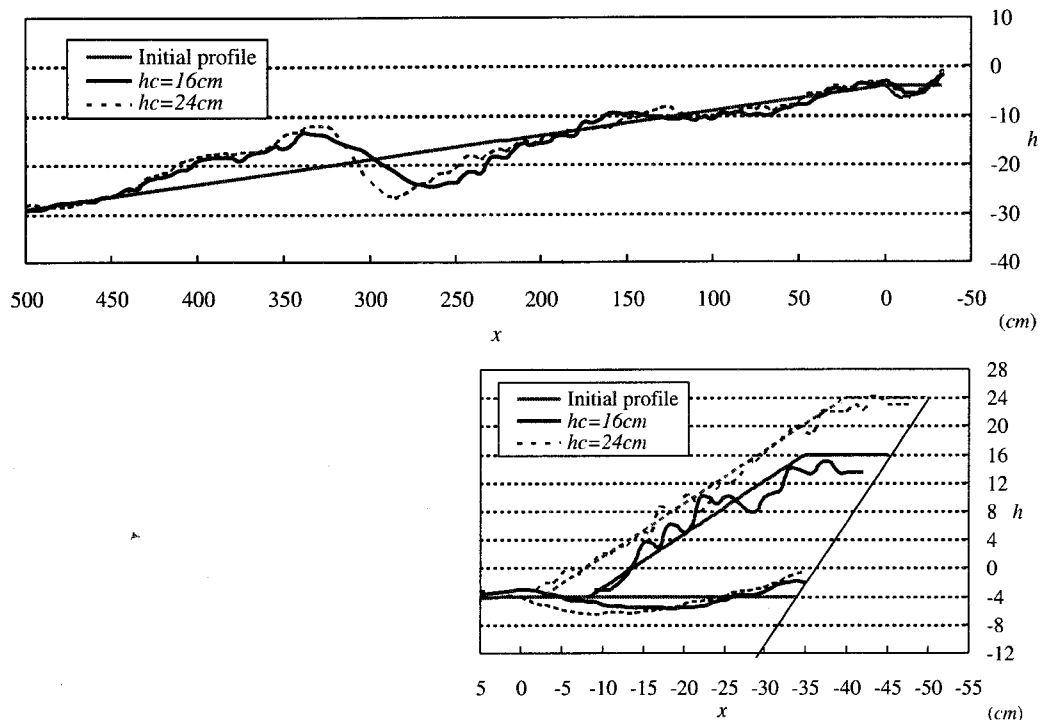


図 4.7: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.2$)

は碎波地点付近で大きくなっているが、これより岸側でも変動は小さいけれども堆積と洗掘が繰り返されているように見える。碎波点付近での地形は堆積および洗掘ともに最大で $8cm$ 程度変化している。これより岸側での堆積は $x = 150cm$ 付近で生じており、その変化量は最大でも $1\sim 2cm$ であり、さらに岸側の洗掘は $x = 60cm$ 付近に生じており、それによる変化量も堆積の場合とほぼ同じである。消波工を設置した部分では消波工の堤脚部から少し岸側にかけて約 $2\sim 3cm$ 洗掘されているが、護岸堤脚部では反対に $2\sim 4cm$ 堆積している。

消波工の天端高の違いによる影響は、平衡状態の地形では消波工の天端が高い方が大きく変化している。しかしながら、消波工の天端高の変化をみると、消波工の天端が高い場合には天端高はほとんど変化していないが、天端が低い場合には約 $3cm$ 沈下している。消波工の法面も変形しているように見えるが、その変形は大きくない。基盤の砂が洗掘されて消波工は沈下したと考えられるが、平衡状態では天端が下がるほどには沈下していないので、平衡状態に達する途中で洗掘されて沈下し、その後、洗掘から少し堆積が起きて

平衡状態に達したのではないかと推測される。天端高の違いによって地形変化や消波工の変形に相違が生じた理由については明確ではない。

3) 堤脚水深 $h = 8\text{cm}$

堤脚水深が 8cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.8 に示す。堤脚水深がさらに深く、 $h = 8\text{cm}$ になっても、波高に対応した水深で起きている碎波によって生じた沖合いの砂堆高や洗掘深は、 $h = 4\text{cm}$ の場合と大きく変わらない。しかし、消波工を設置している地盤は護岸の堤脚すぐ近くを除いて、全体的に洗掘されている。その深さは最大でも 3cm で、消波工の天端高による違いはない。消波工の天端は天端が高いもので約 4cm 、低いもので約 3cm 沈下している。さらに、消波工の法面もかなり変形を受けている。天端の高い消波工では、静水面付近の消波ブロックが移動して、その部分が崩れているのがわかる。また、天端の低い消波工では天端の肩の部分における消波工が移動しているのがわかる。水深が 8cm にもなると、作用波

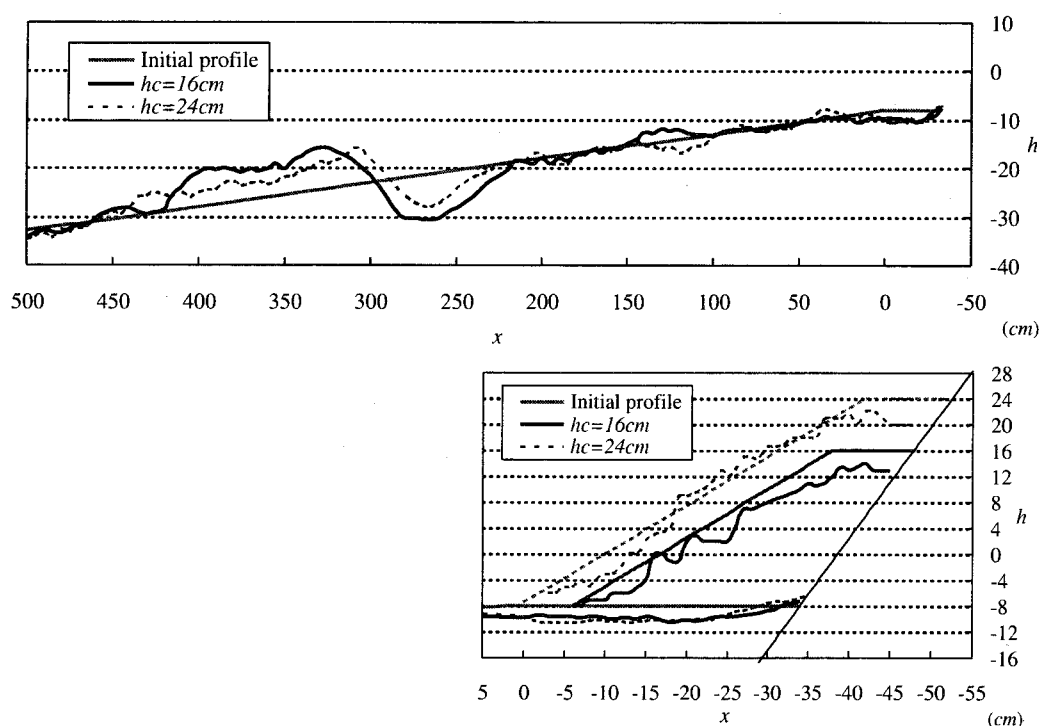


図 4.8: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 1.8\text{s}$, $h/H_0 = 0.4$)

高が大きくなって、消波ブロックの重量が不足になるのかもしれない。しかし、天端の沈下は砂地盤の洗掘とほぼ同じ量であり、地盤の洗掘によるものと考えることができる。

4) 堤脚水深 $h = 12\text{cm}$

堤脚水深が 12cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.9 に示す。水深約 16cm ($x = 80\text{cm}$) を境にして、それより沖側では大きな堆積、岸側では大きな洗掘が生じている。岸側の洗掘は消波工設置地点まで達しており、消波工の天端が低い $h_c = 16\text{cm}$ の場合には 5cm の洗掘、天端が高い $h_c = 24\text{cm}$ の場合には 6cm の洗掘で、両者に大きな違いはない。しかしながら、消波工の天端は、 $h_c = 16\text{cm}$ の場合に 11cm 近く沈下しており、 $h_c = 24\text{cm}$ の場合に 8cm 近く沈下している。このように、砂地盤の洗掘量より消波工天端の沈下量が大きくなっている。 $h_c = 16\text{cm}$ の場合には、消波工の法勾配が緩くなっており、消波工が沖側に移動されたと考えることができる。 $h_c = 24\text{cm}$ の場合には、天端部の消波工の一部が法面部に移動するとともに、砂地盤の洗掘によってさらに天端が

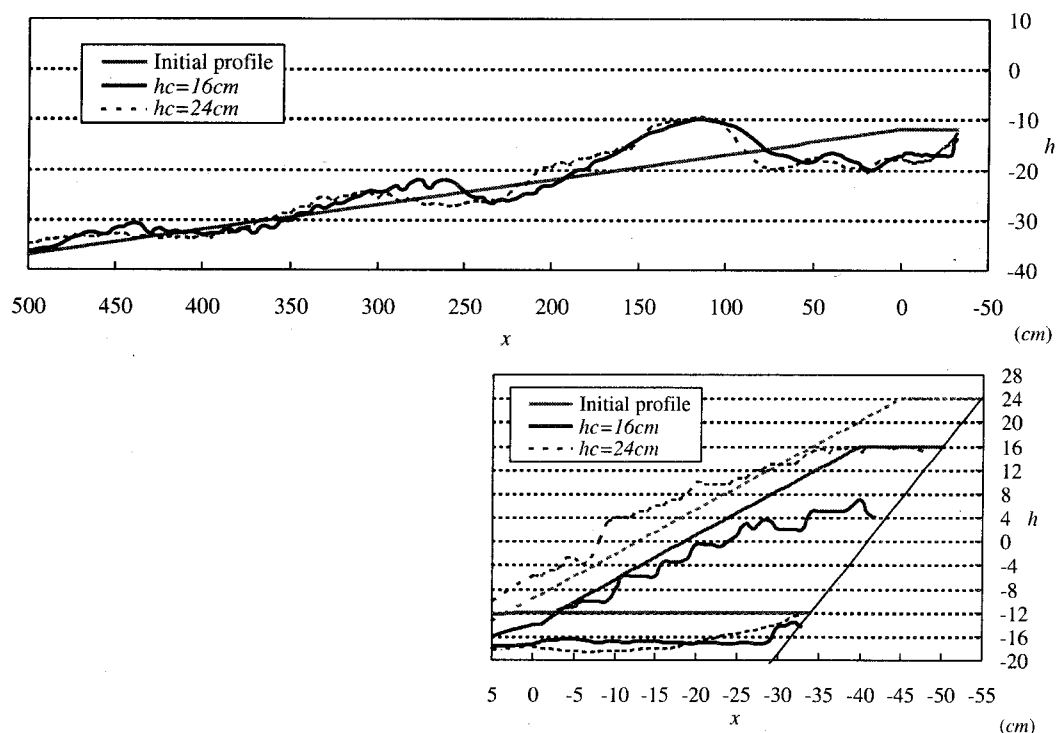


図 4.9: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

$$(T = 1.8s, h/H_0 = 0.6)$$

沈下したと推定できる。

堤脚水深が 12cm になると、消波工への作用波高が増大し、砂地盤が洗掘されて、消波工が沈下すると同時に、消波ブロックが不安定になり、波によって移動される現象が生じる。しかしながら、消波工の天端が高い場合には、天端が低い場合に用いた消波ブロックより約 2 倍重いブロックで被覆しており、そのために、ブロックの移動が少なくなったと考えられる。

5) 堤脚水深 $h = 16\text{cm}$

堤脚水深が 16cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.10 に示す。堤脚水深が 16cm にもなると、波は消波工すぐ前面で砕波するようになり、砕波が直接消波工に作用する。その影響で消波工設置部分の砂地盤は洗掘される。洗掘量は消波工の天端高によって異なり、天端高が低い $h_c = 16\text{cm}$ では 4cm の洗掘である。天端が高い $h_c = 24\text{cm}$ では 7cm の洗掘である。しかし、消波工の沈下は逆である。天端が低い場合、消波工の天端

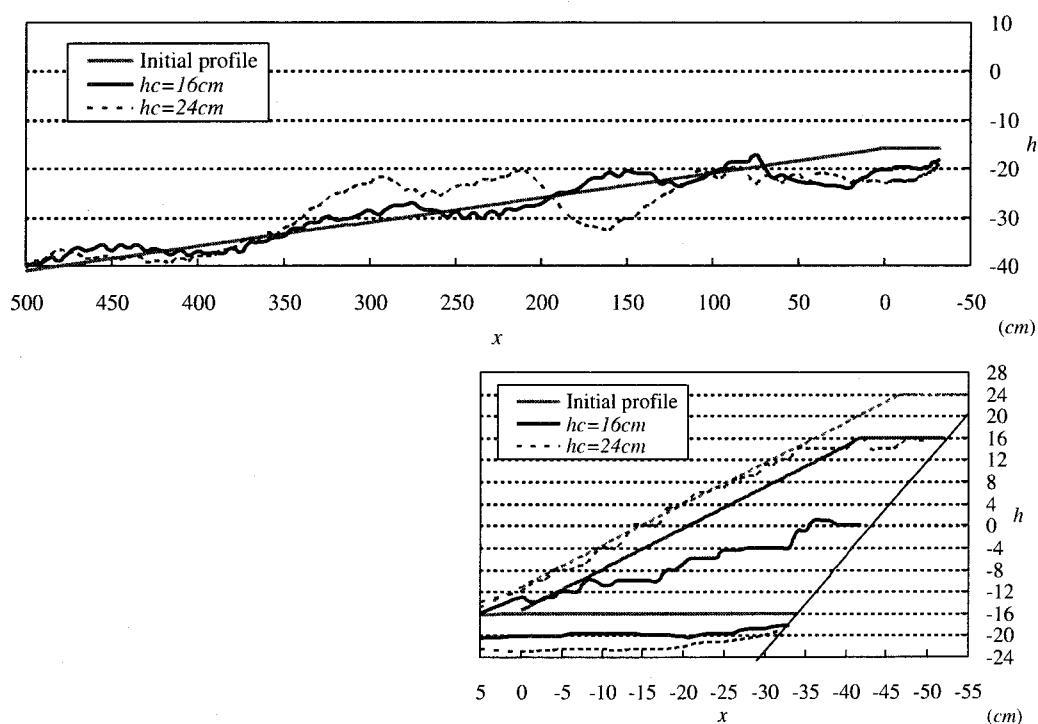


図 4.10: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

$$(T = 1.8s, h/H_0 = 0.8)$$

はほぼ静水面まで沈下しており、さらに、法面の勾配もかなり緩やかになっており、多くの消波ブロックが移動されたことがわかる。また、天端が高い場合、天端の沈下は10cmで、砂地盤の洗掘より僅かに大きい程度である。消波工の天端が低い場合は、軽い消波ブロックだけを使用したために、消波ブロックが波によって散乱され、大きく天端が沈下した。一方、消波工の天端が高い場合には、重量が約2倍程度重いブロックで被覆しており、それによって消波ブロックが散乱されるのが抑えられ、天端の沈下が小さくなったと考えられる。

(b) 波周期 2.2s

1) 堤脚水深 $h = 0\text{cm}$

堤脚水深が0cmの場合における平衡状態での断面地形を図-4.11に示す。砂地盤の変化は消波工の天端高に関係せず、ほぼ似たような変化形状を示している。しかしながら、砂堆の位置や消波工設置部分の堆積高が消波工の天端高によって異なる。砂堆の位置は消

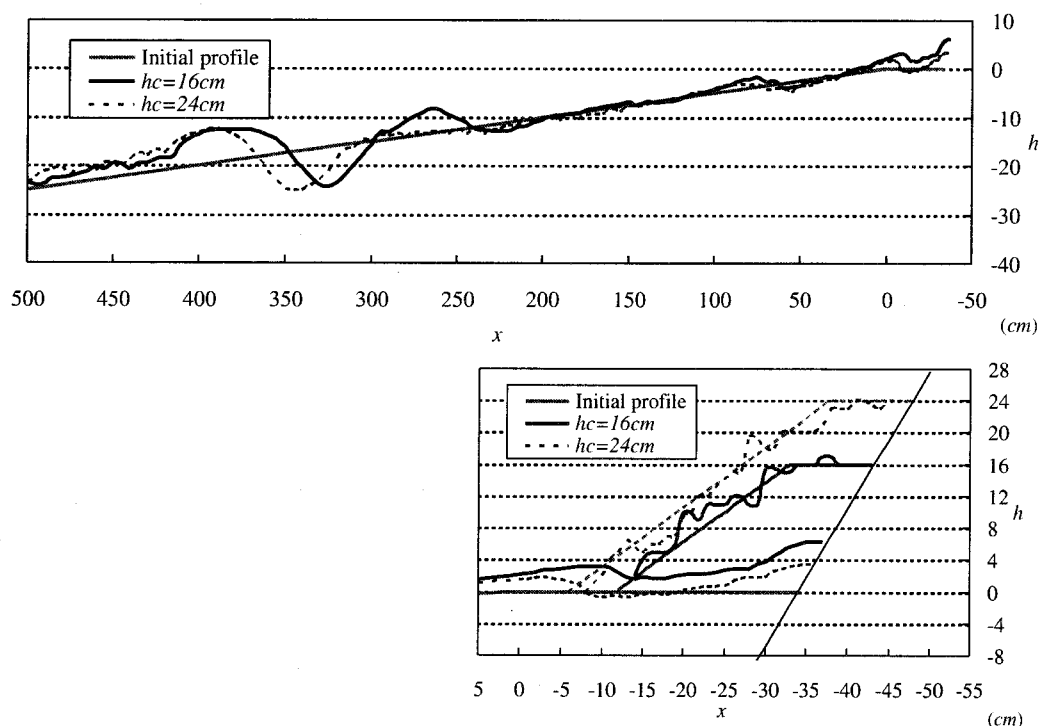


図 4.11: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 2.2\text{s}$, $h/H_0 = 0.0$)

波工の天端が低い方が高い場合より約 25cm 岸側にあるけれども、砂堆の形状や高さは 8cm 程度ではほぼ同じである。また、天端が低い場合にはさらに岸側 ($x = 230\text{cm}$ 付近) に明瞭な砂堆があるのに対して天端が高い場合にはこのような砂堆が現れていない。また、消波工設置部分では砂が堆積しているが、その堆積高は消波工の天端高が低い方が平均 3cm 程度で、高い場合の 1cm 程度より高い。消波工そのものの形状はほとんど変化していない。

消波工設置部分での堆積は波周期が 1.8s の場合に比べて多い。周期が 1.8s の場合は波形勾配が 0.04 と暴風海岸の条件で、汀線が侵食されやすい条件であったが、周期 2.2s の場合は正常海浜の条件で汀線付近に砂が堆積しやすい条件であるので、このような差が生じたのかもしれない。

2) 堤脚水深 $h = 4\text{cm}$

堤脚水深が 4cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.12 に示す。砂地盤の変化

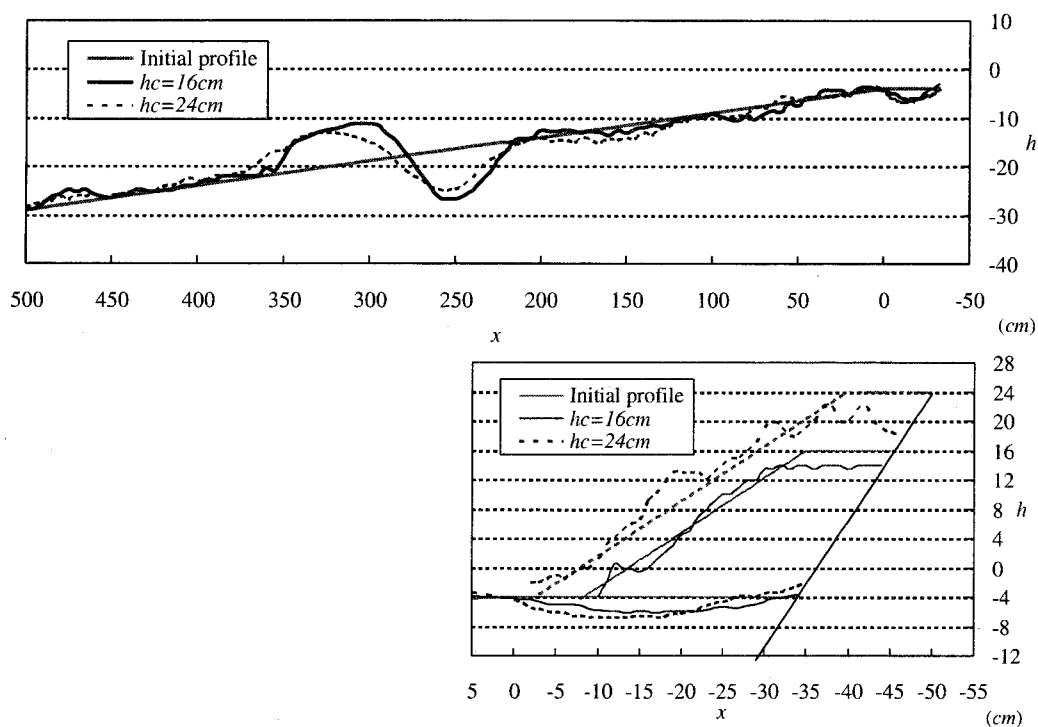


図 4.12: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 2.2\text{s}$, $h/H_0 = 0.2$)

形状は消波工の天端高に関係なくほぼ同じ形状を示している。砂堆は $x = 300\text{cm}$ 付近に 8cm 程度の高さのものが現れ、その前面には 10cm 近くの洗掘深が生じているといった典型的な形状を示している。消波工設置部分では最大 $2\sim 3\text{cm}$ 洗掘されているが、天端の沈下もこれに対応して起きている。ただし、消波工の天端が高い場合、砂地盤の洗掘よりも天端の沈下量の方が大きいようである。

3) 堤脚水深 $h = 8\text{cm}$

堤脚水深が 8cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.13 に示す。砂地盤の変化は砂堆と洗掘深が砕波点付近に発生している典型的な形状を示している。消波工設置付近の砂地盤の洗掘は 2cm と消波工の天端高に関係ないが、消波工の沈下は天端が低い場合に 2cm 、高い場合に 5cm となって、消波工の天端が高い場合に大きな沈下となっている。この原因については不明であるが、 $x = 250\text{cm}$ 付近に生じる大きな洗掘深が消波工の天端高によって異なることに関係しているのかもしれない。

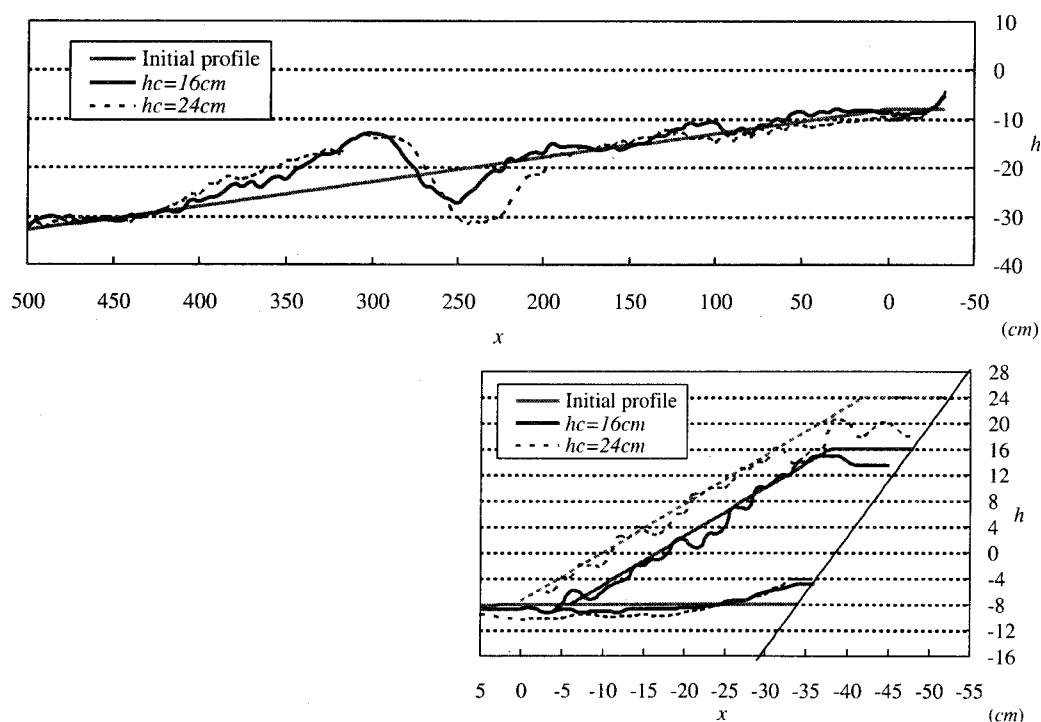


図 4.13: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

$$(T = 2.2\text{s}, h/H_0 = 0.4)$$

4) 堤脚水深 $h = 12\text{cm}$

堤脚水深が 12cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.14 に示す。 $x = 150 \sim 250\text{cm}$ の範囲に形成される砂堆の高さは 6cm 程度で、その岸側に生じる洗掘は明瞭でなく、だらだらと消波工部分の砂地盤まで続いている。その洗掘深は消波工の天端が低い場合に小さく 4cm 程度で、高い場合には 7cm である。しかしながら、消波工天端の沈下は消波工の天端が低い場合に 12cm 、高い場合に 8cm 程度生じている。また、消波工天端が低い場合には前面の法面の消波ブロックも移動されて、勾配は緩くなっている。一方、消波工の天端が高い場合、法面部のブロックは移動が少なく、ほぼ同じ勾配を保っている。この違いは既に述べているように、消波工が高い場合には重量の重いブロックで被覆したためである。砂地盤の変化は、砂堆の上部の高さで一様になっており、砂地盤が水平床のようになっている。このような地盤の変化になったのは、水深が深くなり、また波形勾配も小さいので、碎波形態に変化が生じたためと思われる。つまり、巻き波碎波のような強い碎波にならないために、このような地盤変形になったと考えられる。

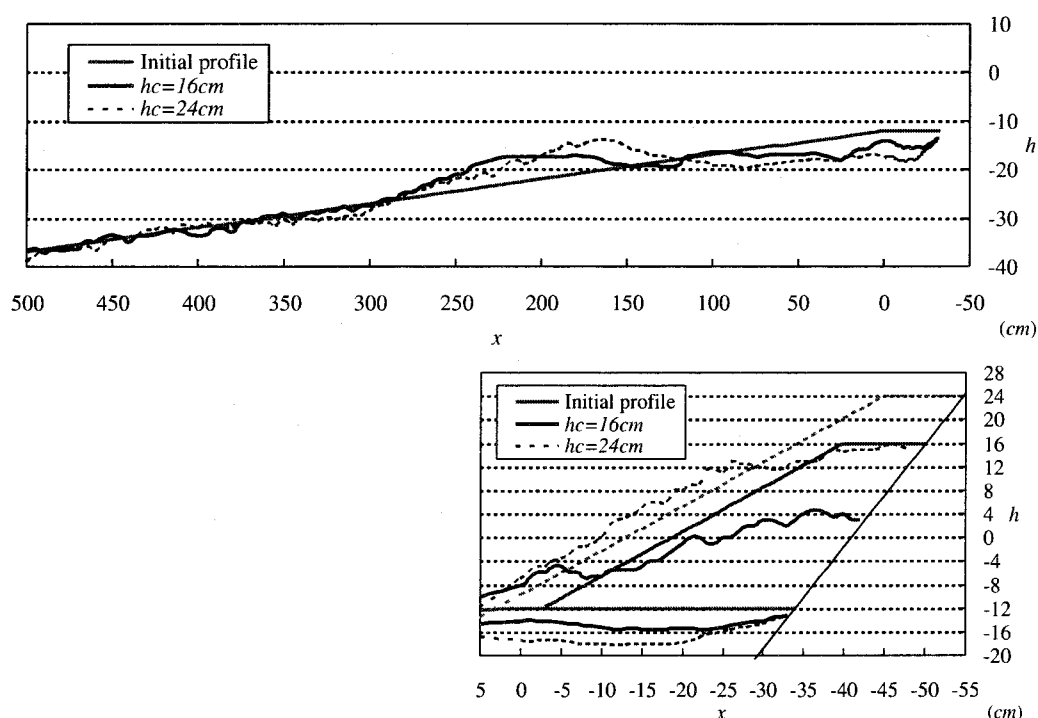


図 4.14: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

$$(T = 2.2\text{s}, h/H_0 = 0.6)$$

5) 堤脚水深 $h = 16\text{cm}$

堤脚水深が 16cm の場合における平衡状態での断面地形を図-4.15 に示す。砂地盤の変化は堤脚水深 $h = 12\text{cm}$ の場合と似たような形状で、明瞭な砂堆と洗掘が現れていない。消波工設置部における砂地盤は、消波工の天端が低い場合に 3cm 、高い場合に 7cm 洗掘されている。消波工の天端が低い場合には、天端は静水面付近まで、約 16cm 沈下しており、さらに、法面の消波ブロックも大きく移動している。消波工の天端が高い場合には、低い場合に比べて天端の沈下は少なく、約 12cm の沈下である。

消波ブロックは天端が高い場合より低い場合の方が激しく移動し、この傾向は波周期が 1.8s の場合と同様である。図-4.10～4.12 のように非常にはっきりした堆積と洗掘が起きなくなったのは、消波ブロックのすぐ近くで碎波するようになり、消波ブロックが大きな洗掘になるのを抑えたためであると考えている。

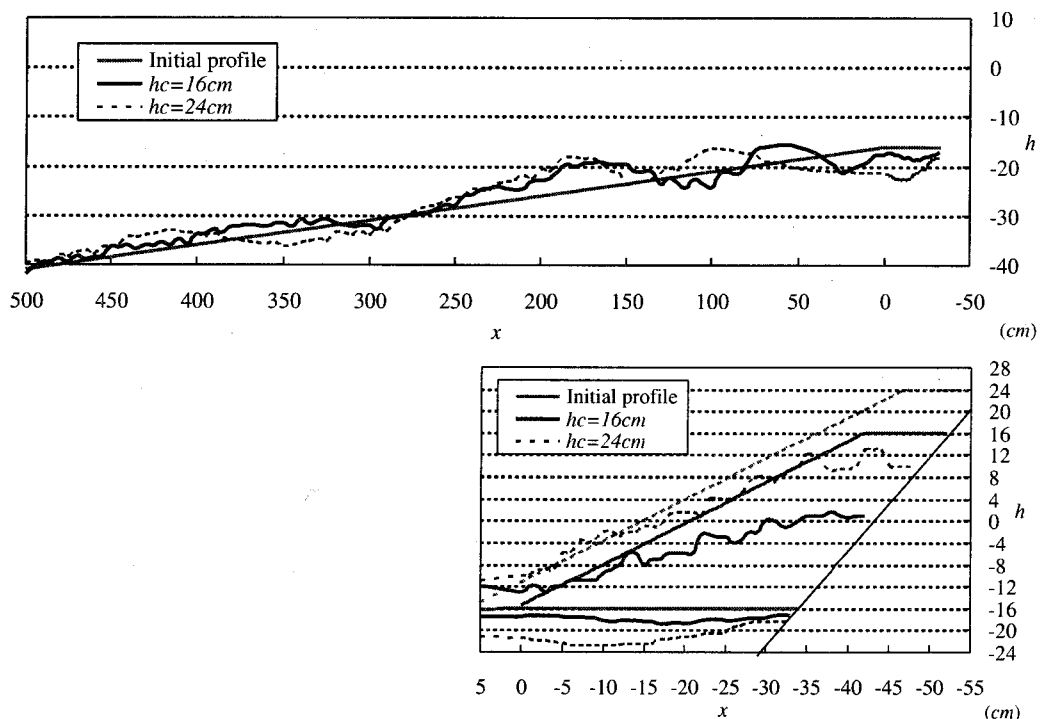


図 4.15: 平衡状態における海浜地形と変形後の消波工の断面形状

($T = 2.2\text{s}$, $h/H_0 = 0.8$)

4.3.2 消波ブロック設置部における洗掘

(a) 平均洗掘深と堤脚水深との関係

消波工設置部における平均洗掘深 S_{mean} と護岸の堤脚水深 h との関係を調べたのが図-4.16 である。

$h/H_0 = 0.0$ のときに、いずれのケースにおいても、平均洗掘深 S_{mean} はマイナスになっており、堆積していることがわかる。特に、天端高が低い $h_c/H_0 = 0.8$ および周期が $2.2s$ のケースにおいては、その傾向が強い。 $2.2s$ の周期の波は、沖から砂を岸側に運ぶ、正常海浜を形成する波に対応しており、消波工部分に砂が堆積したものと考えられる。

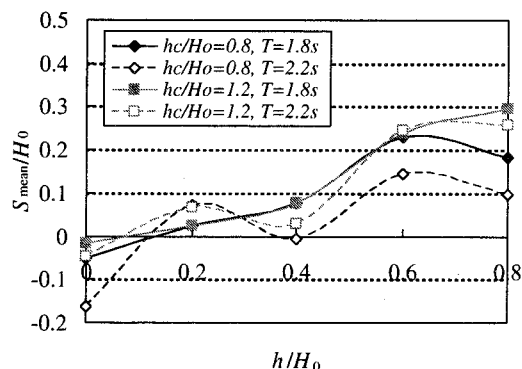


図 4.16: 消波工設置部の平均洗掘深と護岸の堤脚水深との関係

護岸の無次元堤脚水深 h/H_0 が $0 \sim 0.4$ と浅いとき、 $T = 1.8s$ と周期が短い場合には、消波工の天端高さ h_c/H_0 の違いに関わらず、平均洗掘深 S_{mean} はほぼ同じ値を示す。さらに、 h/H_0 が大きくなるにつれて、 S_{mean} も増大する。 $T = 2.2s$ と周期が長い場合については、 $h/H_0 = 0.2$ で極大値をとるという傾向が、いずれの護岸天端高さの場合についてもみられる。また、 $h/H_0 \geq 0.6$ の、堤脚水深が深い場合には、水深が浅い場合にみられたような、波の周期による似た傾向は見い出せない。逆に、護岸の天端高が低い $h_c/H_0 = 0.8$ の場合には、 $h/H_0 = 0.8$ と深くなると、平均洗掘深 S_{mean} は減少し、天端高が高い $h_c/H_0 = 1.2$ の場合には、 $h/H_0 = 0.8$ になると、平均洗掘深 S_{mean} は増大する。すなわち、護岸の天端高による影響が強く現れている。

これらのことから、消波工設置部における平均洗掘深は、堤脚水深が浅い場合には周期の影響を、深い場合には消波工の天端高の影響を、それぞれ強く受けると結論づけることができる。

(b) 最大洗掘深と堤脚水深との関係

消波工設置部における洗掘深のうち、最大のものを最大洗掘深 S_{\max} とした。碎波点近傍における洗掘深の方が大きいケースも多くみられたが、消波工設置部における洗掘深と護岸の沈下量との関係調べるために、消波工設置部のみを対象としている。 S_{\max} と護岸の堤脚水深 h との関係を示したのが、図-4.17 である。

最大洗掘深は全体的にみて、実験条件に関わらず、堤脚水深が深くなるにつれて、波状的な増加傾向を示している。

消波工の天端が低い場合 ($h_c/H_0 = 0.8$) には、 $h/H_0 = 0.6$ で極大値を示す。最大洗掘深は周期によって異なり、 $h/H_0 = 0.2$ を除いて周期の短い方が深い。これは、消波工の天端が低いと、消波ブロックは波のエネルギーを十分に消波できず、周期の違いによる影響を受けやすいためである。

一方、消波工の天端が高い場合 ($h_c/H_0 = 1.2$) には、 $h/H_0 = 0.8$ と堤脚水深が最も深い時に最大値を示す。さらに、周期によっても洗掘深の深さは異なり、 $h/H_0 = 0.2$ を除いて、周期の短い方が洗掘深は深い。

佐伯ら (1985) の実験結果によると、護岸の設置水深が深いほど、護岸堤脚部は洗掘されやすいという結果が得られている。また、海底勾配が $1/30$ および $1/50$ で、護岸設置位置が汀線の場合には、堤脚部に堆積が起こるということも明らかにされている。本研究においても、図-4.16 および 4.17 に示したように、護岸設置位置が汀線の場合、すなわち $h/H_0 = 0.0$ の場合には、堤脚部で堆積するという結果が得られた。さらに、堤脚水深が深くなるほど、堤脚部は洗掘されやすくなるという結果も、佐伯ら (1985) の結果と等しい。

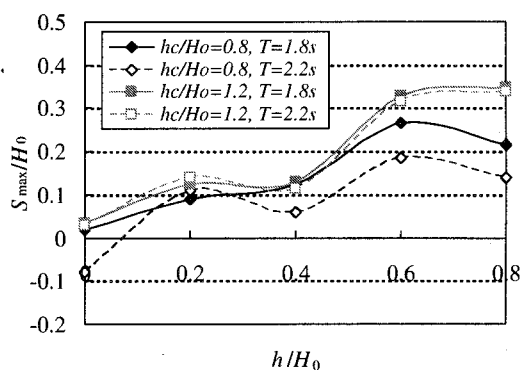


図 4.17: 消波工設置部の最大洗掘深と護岸の堤脚水深との関係

4.3.3 洗掘・堆積の判定条件

佐伯ら (1985) によると、護岸堤脚部の洗掘量は、沖波波形勾配が大きいほど、護岸の設置位置が深いほど、法勾配が大きいほど、大きいことが明らかにされている。また、底質粒径については、小さいほど動きやすいことから、洗掘量も大きくなる。沖波波形勾配、護岸の設置位置、底質粒径、護岸の法勾配および反射率について、次のような関係式を導いている。

$$\frac{H_0}{L_0} \frac{l}{d_{50}} \sin \alpha = K \quad (4.1)$$

ここで、 H_0/L_0 は沖波波形勾配、 l は平行断面時の波の遡上位置から護岸設置位置までの距離、 d_{50} は底質粒径、 α は護岸の法勾配である。

H_0/L_0 、 l 、 $1/d_{50}$ 、 $\sin \alpha$ の積であるこの式は、大きいほど洗掘が起こりやすいことになる。また、当然ながら、反射率 K も増加とともに洗掘量は増える。この式から、護岸堤脚部が洗掘するか堆積するかを調べたものが図-4.18 である。図中の白印 (○・□・△・◇) は洗掘しないかあるいは堆積する場合で、黒印 (●・■・▲・◆) は洗掘する場合を示している。図中の破線により、かなり明確に護岸堤脚部が洗掘するか、堆積するかを判定することができる。すなわち、上側は洗掘、下側は堆積であり、この波線から離れるにしたがって洗掘および堆積量は大きくなる。

海底勾配 S が 1/50, 1/30 および 1/10 が佐伯ら (1985) の実験結果であり、1/20 が本実験結果である。図-4.16 および 4.17 にみられたような、護岸堤脚部で堆積が起こった場合は、すべて破線よりも下側であった。また、洗掘する場合についても、数ケースを除いて破線より上側であり、実験条件が異なっても、このグラフによって洗掘および堆積の判定ができることを明らかにした。

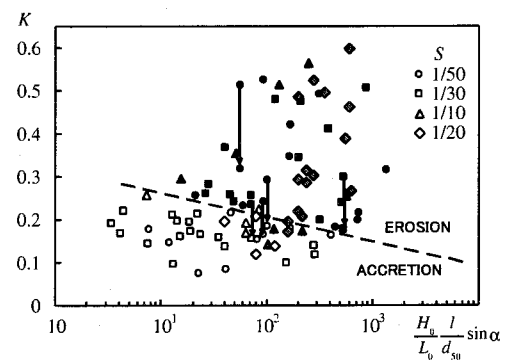


図 4.18: 洗掘および堆積の判定図

4.3.4 消波工天端の沈下

護岸の堤脚水深に対する消波工天端の沈下量 h' の変化を図-4.19 に示している。

消波工天端の沈下量は、堤脚水深が深くなるにつれて増大する。無次元沈下量 h'/H_0 は、 $h/H_0 \leq 0.4$ の場合には、0.17 以下とかなり小さく、最大洗掘深にほぼ対応している。しかし、 h/H_0 が 0.4 より大きいと、 h'/H_0 は 0.4 以上にもなり、消波工天端の沈下量は非常に大きくなることがわかる。これは、水深が深いために碎波点が消波工に近くなり、碎波によって砂地盤が大きく洗掘されるためである。さらに、洗掘によって水深が深くなり、来襲波浪も大きくなって、消波ブロックが移動されるためである。

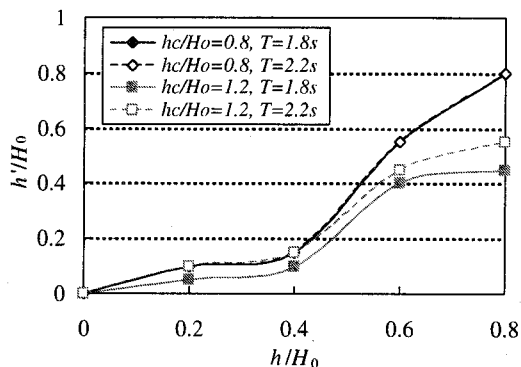


図 4.19: 消波工天端の沈下量と堤脚水深との関係

また、 h/H_0 が 0.4 以下の場合には、消波工の沈下量は、消波工の高さや周期の影響をほとんど受けない。消波工の沈下に及ぼす周期の違いによる影響は、消波工の天端が低い場合には全くみられないが、天端が高い場合には若干みられる。とはいえ、消波工天端の沈下に関しては、周期の影響は小さいといえる。

一方、消波工の天端高さが、その沈下量に及ぼす影響はかなり大きい。消波工の天端高さが充分でないと、沈下量はかなり大きくなってしまう。洗掘によって沈下するだけでなく、波力によっても消波ブロックは散乱され、全体が水没してしまうほどの被害を受ける。今回の実験ケースでいえば、消波工天端高 $h_c/H_0 = 0.8$ で、堤脚水深 $h/H_0 \geq 0.6$ の場合がそれに当たる。

以上のことから、消波工の天端の沈下は、実験の範囲では波周期によらずほぼ等しく、また、消波工の天端高の影響もあまり受けない。消波工天端の沈下と平衡状態に達したときの砂地盤の洗掘量とは、必ずしも対応していない。洗掘量よりも天端の沈下量の方が大きい傾向がある。

4.4 結語

本章では、規則波を用いて移動床の水理模型実験を実施し、地盤の洗掘と護岸前面を被覆した消波ブロックの沈下現象を調べた。得られた結果を要約すると、以下のようになる。

- 1) 消波ブロックの沈下は砂地盤が洗掘されることによる沈下と、大きな波力でブロックが移動されることによる沈下とからなっている。
- 2) 波力で消波ブロックが移動されるようになると、消波工の沈下は非常に大きくなり、入射沖波波高の半分以上の沈下が生じる。
- 3) 一方、消波工が安定している状態では、消波工の沈下は堤脚水深が深くなるほど小さくなる傾向を示すが、その量は比較的小さい。
- 4) 特に、砕波点近傍では大きな砂堆と洗掘が生じているが、これが消波工部分での砂地盤の洗掘に大きな影響を与えることが、本実験結果から得られた。

以上の結果が得られたが、実験においては、外力条件に合わせた消波ブロックを製作することは容易ではないため、来襲波高や潮位にかかわらず、同じ重量の消波ブロックを用いている。しかしながら、実際の護岸では、所定の公式で求めた重量の消波ブロックを用いるので、洗掘によって水深が増大して、来襲波高が大きくなると消波ブロックが重量不足になり、さらに移動されるようになるのかもしれない。消波ブロックの重量を変化させて実験を行ってみる必要があるであろう。これは今後の課題である。

参考文献

- [1] 帯包浩司・高山知司・間瀬 肇・永井紀彦 (1999) : 異常時波浪の変化特性に関する研究, '99 日本沿岸域学会研究討論会講演概要集, No.12, pp.92-95.
- [2] 佐伯 浩・佐藤俊哉・小野敏行・浜中建一郎 (1985) : 海岸護岸堤脚部の洗掘に関する実験的研究, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.440-444.

第5章

数値計算による洗掘機構の検証

Boussinesq 方程式を用いて数値計算を行い、消波ブロック設置部周辺における波の挙動や底面流速が、洗掘に及ぼす影響を調べる。数値計算モデルとしては、Kirby et al.(1997)によって提供されている FUNWAVE モデルを用いた。

5.1 Boussinesq 方程式

Boussinesq 方程式は、弱非線形・弱分散性を考慮した方程式系であり、浅海域における波浪の基本的な変形（浅水変形、屈折、回折、反射）を表現可能な計算モデルである。このモデルを用いることにより、波浪の非線形性により生じる諸現象を解析することが可能である。たとえば、海浜流・平均水位場の変動を波浪場と同時に計算することができる。また、モデルを拡張することにより、砕波や流れの影響あるいは地盤の透水性などを考慮することも可能である。

水深が空間的に変化する海域における標準 Boussinesq 方程式は、最初に Peregrine(1967)によって導かれた。彼は深さ方向に平均化された水平流速を変数として用いた。Peregrine の方程式に基づく数値モデルは、現地観測データ (Elgar and Guza, 1985) および実験データ (Liu et al., 1985; Rygg, 1988) と比較され、その有用性が明らかにされている。

標準 Boussinesq 方程式の分散関係は、 \tanh (ハイパボリックタンジェント)に基づいており、浅海域でのみ一致し、浅海域における波浪の弱周波数分散性をよく表現できる。し

かしながら、中間水深および深海域においては分散性の表現に限界がある。このため、標準 Boussinesq 方程式の適用範囲は、水深が浅い、あるいは波長が長い領域に限定される。

一方で、波浪計算においては、水深が深い領域に入射境界を設定し、そこで入射波の条件を与えることが多い。したがって、浅海での波浪変形予測を精度よく行うには、Boussinesq 方程式の適用範囲を拡張し、より水深の深い海域へ適用することが必要である。このため、近年では深海条件下における分散特性を改善した拡張 Boussinesq 方程式が、Madsen et al.(1991) と Nwogu(1993) によって導かれている。

Madsen et al.(1991) は、Boussinesq 方程式の分散項に対して補正項を付加することにより、深海域におけるモデルの分散特性を改善している。変数としては、線流量の代わりに深さ方向に平均化された水平流速を用いている。Madsen and Sørensen(1992) は、この補正項を最適な分散関係と浅水変形項を得られるように決めている。Nwogu(1993) は、任意水深における水平流速と水面変動を従属変数として用い、支配方程式を求めている。モデルの分散関係が最適になる点を、代表水深の位置として設定している。

これらの拡張 Boussinesq 方程式における線形分散関係はよく似ており、完全分散関係の Padé(2, 2) 近似を若干修正したものと考えられる (Witting, 1984)。この分散関係は次式のように表せる。

$$\begin{aligned}\omega^2 &= gk \tanh kh \\ &= ghk^2 \frac{1 - (\alpha + \frac{1}{3})(kh)^2}{1 - \alpha(kh)^2}\end{aligned}\quad (5.1)$$

図-5.1 は、線形分散関係の理論解と、その他のモデルに対応するいくつかの α の値を代入した Nwogu の式の解とを比較したものである。浅海の限界 $kh \rightarrow 0$ で、無次元波速 C/\sqrt{gh} の曲線はいずれも一致する。しかしながら、 kh が増大すると理論解との誤差は大きくなる。Nwogu(1993) の Boussinesq 方程式で最適な値 $\alpha = -0.390$ の分散関係は、中間水深において、標準 Boussinesq 方程式に比べて理論解により近い。Madsen and Sørensen(1992) と Nwogu(1993) は、拡張 Boussinesq 方程式は比較的深海から浅海までの波浪変形をシミュレートできるという例を示している。Wei and Kirby(1995) は、Nwogu の方程式をベースとして高次の数値モデルを開発し、モデルの妥当性を証明している。

分散関係の改良がなされたにもかかわらず、拡張 Boussinesq 方程式は未だ弱非線形の

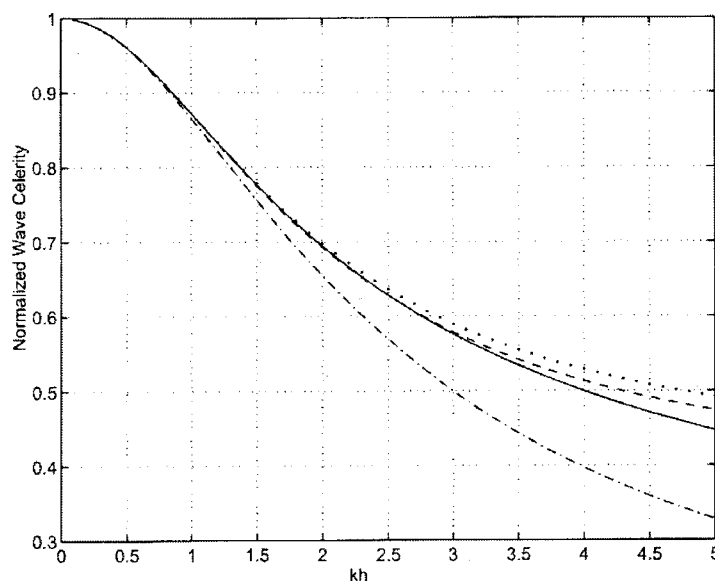


図 5.1: 線形分散関係の比較

(直線:理論解, 破線: $\alpha = -0.390$, 点線: $\alpha = -2/5$, 一点鎖線: $\alpha = -1/3$)

影響を受ける。この非線形性の影響は無視するには、あまりに大きすぎる。波が海岸に向かう時、波高は浅水変形によって増大し、ほとんどの勾配の緩い自然海浜において碎波が起こる。弱非線形の Boussinesq 方程式は、碎波が起こる水深と波高との比を求めるには不適當で、碎波直前か碎波時の波形勾配を求めるために、モデルの拡張が必要とされる。さらに、Chen et al.(1998) が示しているように、Madsen and Sørensen(1992) と Nwogu(1993) に紹介された式はいずれも、nearshore 帯で頻繁に起こる波と流れの動きを同時に処理できない。

Wei et al.(1995) は、Nwogu(1993) の方法を少し改良し、弱非線形の影響を全く仮定せず、非線形分散項を含む新しい Boussinesq 方程式を導いた。分散関係を発展させた拡張 Boussinesq 方程式として、中間水深に適用できるだけでなく、強非線形干渉の波浪変形をシミュレートできる。さらに、流れがある時に起こる波浪のドップラーシフトを導くことも可能になる。言い換えれば、新しい方程式は Kirby(1997) が示したように、波と流れの干渉をモデル化するのに適している。得られた数値計算結果は、完全 2 次元の境界積分解と比較でき、一様水深における孤立波の伝達または平坦な砂浜への打ち上げについて、かなり正確に再現できる。

Boussinesq モデルを surf zone での流体運動をシミュレートできるようにするために、

方程式に渦粘性項を導入する。それによって、砕波によるエネルギー逸散をモデル化できる。砂浜への波の打ち上げは、透過床のテクニックを用いてシミュレートされる。砕波と打ち上げの両方のスキームは、Kennedy et al.(2000) と Chen et al.(2000) によるものを用い、詳細は 5.1.4 および 5.1.5 で述べる。

5.1.1 モデル方程式：2 次元

FUNWAVE モデルの基礎式を示す。本モデルで用いられる数値スキームは、後のセクションで述べる。Wei et al.(1995) は、次のような完全非線形 Boussinesq 方程式を誘導している。

$$\eta_t + \nabla \cdot \left\{ (h + \eta) \left[\mathbf{u}_\alpha + \left(z_\alpha + \frac{1}{2}(h - \eta) \right) \nabla (\nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha)) \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{1}{2} z_\alpha^2 - \frac{1}{6} (h^2 - h\eta + \eta^2) \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) \right] \right\} = 0 \quad (5.2)$$

$$\mathbf{u}_{\alpha t} + (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{u}_\alpha + g \nabla \eta + z_\alpha \left\{ \frac{1}{2} z_\alpha \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t}) + \nabla (\nabla \cdot (h \mathbf{u}_{\alpha t})) \right\} \\ + \nabla \left\{ \frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha) + \frac{1}{2} [\nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha) + \eta \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha]^2 \right\} \\ + \nabla \left\{ (z_\alpha - \eta) (\mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla) (\nabla \cdot (h \mathbf{u}_\alpha)) - \eta \left[\frac{1}{2} \eta \nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha t} + \nabla \cdot (h \mathbf{u}_{\alpha t}) \right] \right\} = 0 \quad (5.3)$$

ここで、 η は水面変動、 h は一様水深、 \mathbf{u}_α は $z = z_\alpha = -0.531h$ における水平流速ベクトル、 $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ は水平勾配演算子、 g は重力加速度、添え字 t は時間に対する偏微分を表す。式 (5.2) および (5.3) はそれぞれ連続式と運動方程式である。以下に述べるように、式 (5.2) および (5.3) はある項を落とすか、ある係数を変えることによって、波の変形を含む式に変形できる。

式 (5.2) および (5.3) は摩擦なしの滑面、不透過床上での非砕波の水位を示す。実用的なモデルを開発するために、いくつかの影響をモデルのスキームに組み込まなければならない。それらの影響は摩擦減衰と砕波をはじめ、波浪変形、吸収境界、汀線移動などである。式 (5.2) および (5.3) にそれらの影響を含めると、次のように表せる。

$$\eta_t = E(\eta, u, v) + \gamma E_2(\eta, u, v) + f(x, y, t) \quad (5.4)$$

$$[U(u)]_t = F(\eta, u, v) + [F_1(v)]_t + \gamma [F_2(\eta, u, v) + F^t(\eta, u_t, v_t)] \\ + F_b + F_{br} + F_{bs} + F_{sp} \quad (5.5)$$

$$[V(v)]_t = G(\eta, u, v) + [G_1(u)]_t + \gamma [G_2(\eta, u, v) + G^t(\eta, u_t, v_t)] \\ + G_b + G_{br} + G_{bs} + G_{sp} \quad (5.6)$$

ここに、 u と v は、水深 $z = z_\alpha = -0.531h$ における、 x と y 方向の水平流速である。すなわち、 $(u, v) = \mathbf{u}_\alpha$ 、 γ は完全非線形 ($\gamma = 1$) または弱非線形 ($\gamma = 0$) を選択するコントロールパラメータである。 $U, V, E, E_2, F, F_1, F_2, G, G_1, G_2, F^t$ および G^t は、 η, u, v, u_t または v_t の関数で、以下のように定義される。

$$U = u + h[b_1 h u_{xx} + b_2 (hu)_{xx}] \quad (5.7)$$

$$V = v + h[b_1 h v_{yy} + b_2 (hv)_{yy}] \quad (5.8)$$

$$\begin{aligned} E = & -\frac{1}{\kappa}[(\Lambda u)_x + (\Lambda v)_y] \\ & -\{a_1 h^3(u_{xx} + v_{xy}) + a_2 h^2[(hu)_{xx} + (hv)_{xy}]\}_x \\ & -\{a_1 h^3(u_{xy} + v_{yy}) + a_2 h^2[(hu)_{xy} + (hv)_{yy}]\}_y \end{aligned} \quad (5.9)$$

$$F = -g\eta_x - (uu_x + vv_y) \quad (5.10)$$

$$G = -g\eta_y - (uv_x + vv_y) \quad (5.11)$$

$$F_1 = -h[b_1 h v_{xy} + b_2 (hv)_{xy}] \quad (5.12)$$

$$G_1 = -h[b_1 h u_{xy} + b_2 (hu)_{xy}] \quad (5.13)$$

$$\begin{aligned} E_2 = & -\{[a_1 h^2 \eta + \frac{1}{6} \eta (h^2 - \eta^2)](u_{xx} + v_{xy})\}_x \\ & -\{[a_2 h \eta - \frac{1}{2} \eta (h + \eta)][(hu)_{xx} + (hv)_{xy}]\}_x \\ & -\{[a_1 h^2 \eta + \frac{1}{6} \eta (h^2 - \eta^2)](u_{xy} + v_{yy})\}_y \\ & -\{[a_2 h \eta - \frac{1}{2} \eta (h + \eta)][(hu)_{xy} + (hv)_{yy}]\}_y \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} F_2 = & -\{\frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)[u(u_x + v_y)_x + v(u_x + v_y)_y]\}_x \\ & -\{(z_\alpha - \eta)[u[(hu)_x + (hv)_y]_x + v[(hu)_x + (hv)_y]_y]\}_x \\ & -\frac{1}{2}\{[(hu)_x + (hv)_y + \eta(u_x + v_y)]^2\}_x \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} G_2 = & -\{\frac{1}{2}(z_\alpha^2 - \eta^2)[u(u_x + v_y)_x + v(u_x + v_y)_y]\}_y \\ & -\{(z_\alpha - \eta)[u[(hu)_x + (hv)_y]_x + v[(hu)_x + (hv)_y]_y]\}_y \\ & -\frac{1}{2}\{[(hu)_x + (hv)_y + \eta(u_x + v_y)]^2\}_y \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$F^t = \{\frac{1}{2}\eta^2[(u_t)_x + (v_t)_y] + \eta[h(u_t)]_x + [h(v_t)]_y\}_x \quad (5.17)$$

$$G^t = \{\frac{1}{2}\eta^2[(u_t)_x + (v_t)_y] + \eta[h(u_t)]_x + [h(v_t)]_y\}_y \quad (5.18)$$

ここに、 a_1, a_2, b_1, b_2 は定数で、水深 $\beta = z_\alpha/h = -0.531$ に関する無次元数である。

$$a_1 = \frac{1}{2}\beta^2 - \frac{1}{6}, \quad a_2 = \beta + \frac{1}{2}, \quad b_1 = \frac{1}{2}\beta^2, \quad b_2 = \beta \quad (5.19)$$

Nwogu(1993) の拡張 Boussinesq 方程式は、 $\gamma = 0$ の場合に等しい。Peregrine(1967) の標準 Boussinesq 方程式での、任意水深 z_α における流速 \mathbf{u}_α を、水深平均流速 $\bar{\mathbf{u}}$ で置

き換えており、方程式を支配するパラメータは、

$$\gamma = 0, \quad a_1 = 0, \quad a_2 = 0, \quad b_1 = \frac{1}{6}, \quad b_2 = -\frac{1}{2} \quad (5.20)$$

と定義できる。また、従来の非線形長波方程式においては、 u_α を \bar{u} で置き換えるので、次のようになる。

$$\gamma = a_1 = a_2 = b_1 = b_2 = 0 \quad (5.21)$$

なお、式 (5.9) の Λ と κ は、透過床または汀線遡上をシミュレートするためのスロット法から求められる。これらは 5.1.5 で詳述する。スロットスキームを無視すると、それぞれ $\Lambda = h + \eta$ と $\kappa = 1$ となる。

残りの項は、特定のタスクを実行するためにモデルに付加されるものである。まず、式 (5.4) の $f(x, y, t)$ 項は波浪変形のソース関数であり、5.1.3 で述べる。詳細は Wei et al.(1999) に示されている。

次に、式 (5.5) および (5.6) に出てくるベクトル (F_b, G_b) は底面摩擦速度で、以下のように入れられる。

$$(F_b, G_b) = \frac{K}{h + \eta} u_\alpha |u_\alpha| \quad (5.22)$$

K は摩擦係数で、 $K = 1 \times 10^{-5}$ に設定されている。

3 つ目に、式 (5.5) および (5.6) に出てくるベクトル (F_{br}, G_{br}) は碎波モデルで、5.1.4 で述べる。計算流れ場において未解決の乱流の影響を示すスマゴリンスキータイプのサブグリッドモデルは、 (F_{bs}, G_{bs}) で与えられる。これらについては 5.1.6 で述べる。

最後に、ベクトル (F_{sp}, G_{sp}) は、モデル境界における波の吸収を規定しており、5.2.2 で述べる。

5.1.2 モデル方程式：1次元

1次元の結果を求めるには、2次元のバージョンが最低でも5つの空間グリッドを必要とするため、単純に1次元のコードで計算した方がかなり速い。1次元のバージョンの支配方程式は以下のようである。

$$\eta_t = E(\eta, u) + \gamma E_2(\eta, u) + f(x, t) \quad (5.23)$$

$$[U(u)]_t = F(\eta, u) + \gamma[F_2(\eta, u) + F^t(\eta, u_t)] + F_b + F_{br} + F_{bs} + F_{sp} \quad (5.24)$$

U, E, E_2, F, F_2 および F^t は、 η, u および u_t の関数である。

$$U = u + h[b_1 h u_{xx} + b_2 (hu)_{xx}] \quad (5.25)$$

$$E = -\frac{1}{\kappa}(\Lambda u)_x - \{a_1 h^3 u_{xx} + a_2 h^2 (hu)_{xx}\}_x \quad (5.26)$$

$$F = -g\eta_x - uu_x \quad (5.27)$$

$$E_2 = -\{[a_1 h^2 \eta + \frac{1}{6} \eta (h^2 - \eta^2)] u_{xx}\}_x - \{[a_2 h \eta - \frac{1}{2} \eta (h + \eta)] (hu)_{xx}\}_x \quad (5.28)$$

$$F_2 = -\{\frac{1}{2} (z_\alpha^2 - \eta^2) uu_{xx}\}_x - \{(z_\alpha - \eta) u (hu)_{xx}\}_x \quad (5.29)$$

$$F^t = \{\frac{1}{2} \eta^2 u_{xt} + \eta (hu_t)_x\}_x \quad (5.30)$$

ここで、式 (19)~(21) における a_1, a_2, b_1, b_2 および γ と Λ および κ は、5.1.5 で述べる。

5.1.3 ソース関数による造波

Boussinesq モデルにおいては、波浪変形、波の減衰、反射の影響の組み合わせを規定できるような、境界条件が望ましい。しかしながら、境界値問題は本質的に未解決である。特に、吸収条件の規定はすべての周波数帯に作用し、境界における位相速度の変動によって、非常に複雑になる。

この方法によって強いられるモデル計算の煩雑さを解消するのに、従来の Boussinesq モデルの方法を使う代わりに、内的ソースメカニズムを用いて造波する。このようなアプローチは、Larsen and Dancy(1983) らによってすでになされている。この方法は計算領域の中で、真っ直ぐなソース/シンクラインに沿って水塊を増減させるものである。スポンジレイヤーは領域の端に設置され、異なる周期と方向で出ていく波のエネルギーを効果的に減衰する。この手法は、水塊が 1 つの格子から増減されるスタッガードグリッド差分スキームにおいて、上手く機能する。しかしながら、この方法をスタッガードグリッドでない Boussinesq 方程式に適用すると、1 列のソースラインの使用が高周波ノイズを発生させ、モデルは発散してしまうことがわかった。その代わりとして、式 (5.4) の空間分布質量ソース $f(x, y, t)$ を用いる。それに対応する分布ソース関数の線形理論は、Wei et al.(1999) による。

一様水深 h で、振幅 a_0 と各周波数 ω が一定な波の造波を仮定する。図-5.2 に示すように、波の進行方向と x 軸とのなす角は θ である。一般性を失わないように、ソース領域の中央を y 軸と平行に仮定する。そして、ソース関数 $f(x, y, t)$ を 2 つの部分に分ける。

$$f(x, y, t) = g(x)s(y, t) \quad (5.31)$$

ここで、 $g(x)$ はガウス関数 (正規分布関数)、 $s(y, t)$ はソース関数の大きさの入力時間級数である。モデルを走らせるのに信号入力の次元化が必要なので、 $f(x, y, t)$ を 1 次元減らすのに、この分割はとても便利である。関数 $g(x)$ 、 $s(y, t)$ は次のように定義される。

$$g(x) = \exp[-\beta(x - x_s)^2] \quad (5.32)$$

$$s(y, t) = D \sin(\lambda y - \omega t) \quad (5.33)$$

ここで、 β はソース関数の形状母数で、図-5.2 に示すように、 x_s は x 方向のソースの中心位置、ソースの起源は y 軸と平行である。また、 x 軸に沿って、ソースの位置を規定する。 D はソース関数の大きさ、 $\lambda = k \sin(\theta)$ は y 方向の波数で、 k は線形の波数である。

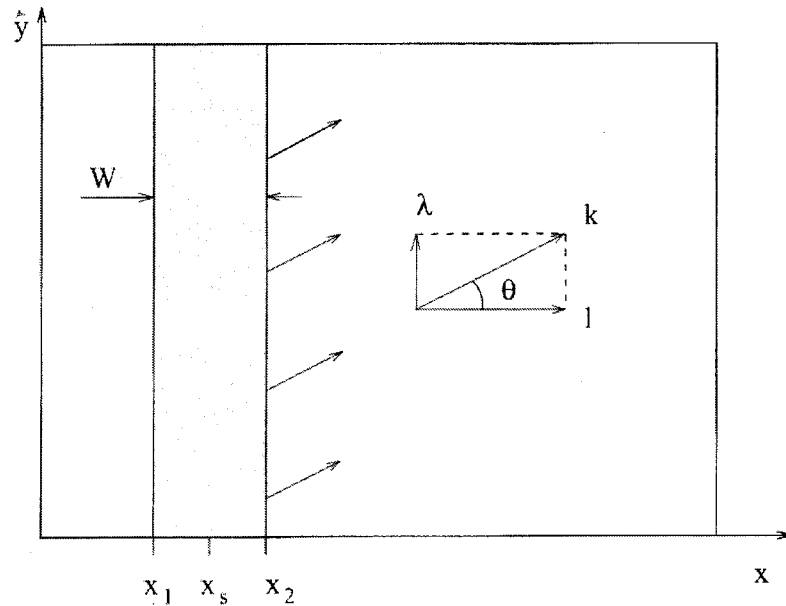


図 5.2: 計算領域におけるソース関数の定義

規則波または不規則波群の 1 成分に対して、ソース関数の大きさ D は以下で定義される。

$$D = \frac{2a_0 \cos(\theta)(\omega^2 - \alpha_1 g k^4 h^3)}{\omega k I [1 - \alpha(kh)^2]} \quad (5.34)$$

ここで、 $\alpha = -0.390$ 、 $\alpha_1 = \alpha + 1/3$ および I は以下の積分である。

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\beta x^2) \exp(-ilx) dx = \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \exp(-l^2/4\beta) \quad (5.35)$$

ここで、 $l = k \cos(\theta)$ は x 方向の波数である。理論において、形状母数 β はいかなる値をも取り得る。 β が大きくなるとソース関数の幅は狭くなる。しかしながら、ソース関数の

幅 W が規則波の波長の半分に等しい時に、良い結果が得られている。 W の定義は特異ではなく、 W を x_1 と x_2 の 2 つの座標の距離とする。そのときソース関数の高さは、最大波高 D の $\exp(-5) = 0.0067$ 倍に等しい。そこで、 x_1 と x_2 は 2 次方程式を満たさなければならない。

$$\beta(x - x_s)^2 = 5 \quad (5.36)$$

これより、ソース関数の幅は、

$$W = \|x_2 - x_1\| = 2\sqrt{\frac{5}{\beta}} \quad (5.37)$$

もし、波長を L とすれば、 $W = \sigma L/2$ (σ のオーダーは 1) の値は、

$$\beta = \frac{5}{(\sigma L/4)^2} = \frac{80}{\sigma^2 L^2} \quad (5.38)$$

不規則波については、 β の値はピーク周波数に従い、すべての成分波に対して用いられる。

5.1.4 砕波

Boussinesq モデルにおける砕波のモデル化には、様々な方法が用いられている。波高減衰のモデル化だけでなく、砕波形態を維持するには、時間的、空間的な局所化と、波面を拘束する分散メカニズムを必要としているようである。この類いのもので利用可能な方法は年代順に複雑で、Zelt(1991) の渦動粘性方程式から、Schäffer et al.(1993) の運動量補正—サーフェイスローラーモデル、Svendsen et al.(1996) の類似モデルまで数多くある。砕波の始まりと終わりについて、より現実的な描写ができるように Zelt(1991) の渦動粘性方程式を拡張する。

Kennedy et al.(2000) によると、浅海での砕波によるエネルギー逸散を、混合モーメント項を入れることによってモデル化する。

$$F_{br} = \frac{1}{h + \eta} \left[\left(\nu((h + \eta)u_\alpha)_x \right)_x + \frac{1}{2} \left(\nu(((h + \eta)u_\alpha)_y + ((h + \eta)v_\alpha)_x) \right)_y \right] \quad (5.39)$$

$$G_{br} = \frac{1}{h + \eta} \left[\frac{1}{2} \left(\nu(((h + \eta)v_\alpha)_x + ((h + \eta)u_\alpha)_y) \right)_x + \left(\nu((h + \eta)v_\alpha)_y \right)_y \right] \quad (5.40)$$

ここで、下付け x および y は空間微分を意味し、 ν は砕波前面における渦動粘性である。渦動粘性の位置は、非線形波浪のモデル化にとって重要である。それに比べて、全体的な渦動粘性は、非物理的な砕波の不均衡と歪みを不鮮明にする。

渦動粘性を以下のように定義する。

$$\nu = B\delta^2 |(h + \eta)\nabla \cdot M| \quad (5.41)$$

δ は混合距離係数で、実験 (経験) 値の $\delta = 1.2(0.9 \sim 1.5)$ とする。 B はエネルギー逸散の発生をコントロールする量で、

$$B = \begin{cases} 1, & \eta_t \geq 2\eta_t^* \\ \frac{\eta_t}{\eta_t^*} - 1, & \eta_t^* < \eta_t \leq 2\eta_t^* \\ 0, & \eta_t \leq \eta_t^* \end{cases} \quad (5.42)$$

Schäffer et al.(1993) によるサーフェイスローラーモデルと類似したパラメータ η_t^* を用いて、碎波の始まりと終わりを定義する。 η_t^* は

$$\eta_t^* = \begin{cases} \eta_t^{(F)}, & t \geq T^* \\ \eta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*}(\eta_t^{(F)} - \eta_t^{(I)}), & 0 \leq t - t_0 < T^* \end{cases} \quad (5.43)$$

ここで、 T^* は移行時間、 t_0 は碎波開始時間、 $t - t_0$ は碎波継続時間である。 $\eta_t^{(I)}$ は $0.35\sqrt{gh}$ から $0.65\sqrt{gh}$ の間で変化し、一方、 $\eta_t^{(F)}$ と T^* はそれぞれ $0.15\sqrt{gh}$ 、 $5\sqrt{h/g}$ である。碎波モデルの構築と証明は Kennedy et al.(2000) によってなされている。 $\eta_t^{(I)}$ の下限はバー/トラフのビーチに適用でき、上限は一様勾配の海浜に適している。Chen et al.(2000) は平面 2 次元で碎波モデルの実施と証明をしている。

5.1.5 汀線移動の処理

砂浜へ波が遡上/後退する間、移動境界を追跡する代わりに、Tao(1983, 1984) によって遡上波の解析のために導かれたスロットまたは透過床のテクニックの改良バージョンを、移動流体領域として用いた。本来のスロットテクニックは、Madsen et al.(1997) による Boussinesq モデルの中で、質量束と自由水面挙動の項を定式化するのに用いられている。このテクニックの背後にある基本的なアイディアは、水によってほとんど覆われていない透過床を、固定床に置き換えるもしくは固定床が狭いスロットを含んでいると仮定することである。これによって、水位は砂浜への遡上高さより低くなる。

狭いスロットによる固定床の置き換えは、運動方程式 (式 (5.4) と (5.9)) を修正して得られる。

$$\kappa = \begin{cases} \delta + (1 - \delta)e^{\lambda \frac{(\eta - z^*)}{h_0}}, & \eta \leq z^* \\ 1, & \eta > z^* \end{cases} \quad (5.44)$$

$$\Lambda = \begin{cases} \delta(\eta + h_0) + \frac{(1-\delta)h_0}{\lambda} \left(e^{\lambda \frac{(\eta - z^*)}{h_0}} - e^{-\lambda \frac{(h_0 + z^*)}{h_0}} \right), & \eta \leq z^* \\ (\eta - z^*) + \delta(z^* + h_0) + \frac{(1-\delta)h_0}{\lambda} \left(1 - e^{-\lambda \frac{(h_0 + z^*)}{h_0}} \right), & \eta > z^* \end{cases} \quad (5.45)$$

ここで、 δ はビーチの単位幅に対するスロットの相対幅、 λ は 1 から δ までスムーズに変化するパラメータ、 h_0 は計算領域が始まる沖での一様水深である。

Madsen et al.(1997) は、非常に狭い幅のスロットを用いたとしても、最大遡上高の計算値と Carrier and Greenspan(1958) の解析解との比較において、約 10%のエラーが残ることを示している。これは狭いスロットによって付加された断面領域によるものである。Tao(1984) の式と比べて、この方法ではスロットの質量は保存されない。そこで、ビーチの単位幅の断面領域で平衡を保つために、遡上シミュレーションにおいて、Kennedy et al.(2000) に示したような改良を用いている。その結果、 z^* は次のように表現できる。

$$z^* = \frac{z^s}{1-\delta} + h_0 \left(\frac{\delta}{1-\delta} + \frac{1}{\lambda} \right) \quad (5.46)$$

ここで、 z^s は固定床の水深である。

δ と λ の最適値は、それぞれ 0.002 と 80 であることがわかっている (Kennedy et al., 2000)。これは、Carrier and Greenspan(1958) の解析解と、最もよい一致を示す。しかしながら、急勾配での遡上シミュレーションについては、やや大きなスロットの幅と局所的なフィルターが数値的不安定を避けるために必要である。Chen et al.(2000) は、改良された透過床のテクニックを入れた Boussinesq モデルを、Liu et al.(1995) による円島への孤立波の遡上に関する実験結果と検証している。計算結果と実験結果の最大遡上高において、よい一致がみられている。

また、消波工設置部においても、消波工の透過率がスロットの幅 δ であるとみなし、スロット法を適用した。消波工の透過率は、沼田 (1975) によって提唱されている、非越波時の傾斜式ブロック堤の波高伝達率についての実験式により求めた。以下のように与えられ、

$$K_T = 1 / \left\{ 1 + 1.135(B_s/d)^{0.66} (H/L)^{0.5} \right\}^2 \quad (5.47)$$

ここで、 K_T : 透過率、 B_s : 堤体幅、 d : 消波ブロックの高さである。

5.1.6 サブグリッド乱流混合

Boussinesq 方程式は、鉛直積分した連続式と運動方程式に基づいている。しかしながら、表面波のシミュレーションに影響を及ぼすグリッドサイズは、代表水深よりも小さい。サブグリッドの乱れの過程から得られた渦動粘性の鉛直分布は、波浪変形流れ場の流れのパターンに影響を及ぼす重要な要因になる。支配方程式の中にサブグリッドモデルがない時には、砕波によって生じた低層での流れ場は非常に乱れており、流れのパターンはまったくみられない。ゆえに、スマゴリンスキータイプのサブグリッドモデル (Smagorinsky, 1963) を、低層での流れにおいて得られた渦動粘性の影響を説明するのに用いる。

$$F_{bs} = \frac{1}{h+\eta} \left[\left(\nu_s ((h+\eta)u_\alpha)_x \right)_x + \frac{1}{2} \left(\nu_s (((h+\eta)u_\alpha)_y + ((h+\eta)v_\alpha)_x) \right)_y \right] \quad (5.48)$$

$$G_{bs} = \frac{1}{h+\eta} \left[\frac{1}{2} \left(\nu_s (((h+\eta)v_\alpha)_x + ((h+\eta)u_\alpha)_y) \right)_x + \left(\nu_s ((h+\eta)v_\alpha)_y \right)_y \right] \quad (5.49)$$

ここで、 ν_s は、サブグリッドの乱れによる渦動粘性係数であり、

$$\nu_s = c_m \Delta x \Delta y \left[(U_x)^2 + (V_y)^2 + \frac{1}{2} (U_y + V_x)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.50)$$

である。ここで、 U と V は低層流れ場において時間平均された速度成分、 Δx と Δy はそれぞれ x および y 方向のグリッドの大きさ、 c_m は混合係数、初期値は 0.2 である。シミュレーションの間に、2 周期間の瞬間的な流速を平均することによって、下層の流れ場を求め、それにしたがって ν_s を更新する。

5.2 数値モデル

この節では、拡張 Boussinesq モデルに使われている差分法、境界条件および数値フィルター法について、より詳しく述べる。

5.2.1 有限差分スキーム

波動方程式の差分から生じる打ち切り誤差が増大し、弱分散効果と等しくなると、Boussinesq 方程式の数値解はかなり悪くなる。残差の不均衡性は非線形性や分散性の影響よりも大きくなるので、Boussinesq 方程式を解くために開発された多くのスキームは、打ち

り誤差を生じる項を減らす工夫をしている。(Madsen and Warren, 1984; Nwogu, 1983; Rygg, 1988)。

FUNWAVE モデルでは、従来の方法とはやや異なる、高次スキームを用いたアプローチを数値計算に用いる。合成 4 次オーダー Adams-Bashforth-Moulton スキーム (3 次オーダー Adams-Bashforth の予測ステップと Adam-Moulton の修正ステップを利用したもの) を、モデルの時間ステップを進めるのに用いている。1 次の空間微分に関する項は、5 つの方程式を用いる $O(\Delta x^4)$ の精度で差分される。これにより、非線形長波方程式を解く際のすべての誤差は、格子間隔とタイムステップについて 4 次オーダーに減じられる。高次オーダーの分散項の空間的、時間的差分は 2 次オーダーの精度で行われ、打ち切り誤差を項全体の誤差よりも小さくする。これ以外は、見かけの足切り誤差の置換は行われない。

以下に述べるモデルスキームは、最初に Wei and Kirby(1995) によって述べられ、その後 Wei et al.(1995) によって完全非線形効果を含むように拡張されたものである。

(a) 時間差分

5.1.1 で示した式 (5.5) と (5.6) において、右辺第 1 項の直交差分化と第 2 項の非線形時間差分化は、左辺を単純な 3 重対角行列にする。支配方程式は $x = i\Delta x$, $y = j\Delta y$, $t = n\Delta t$ の座標中心において有限差分される。 n は現タイムステップでの情報であり、すでに求められている。図-5.3 は計算領域のグリッドシステムを描いたものである。ここで、3 つの従属変数 (η, u, v) は同じグリッドポイント (i, j) で得られる。カーテシアン座標の原点は海域にあり、 x 軸は岸へ向かっている。

予測ステップは 3 次オーダーの Adams-Bashforth スキームを用いており、以下で与えられる。

$$\eta_{i,j}^{n+1} = \eta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} \left[23(E')_{i,j}^n - 16(E')_{i,j}^{n-1} + 5(E')_{i,j}^{n-2} \right] \quad (5.51)$$

$$\begin{aligned} U_{i,j}^{n+1} = U_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} \left[23(F')_{i,j}^n - 16(F')_{i,j}^{n-1} + 5(F')_{i,j}^{n-2} \right] \\ + \frac{\Delta t}{12} \left[23((F_1)_t)_{i,j}^n - 16((F_1)_t)_{i,j}^{n-1} + 5((F_1)_t)_{i,j}^{n-2} \right] \end{aligned} \quad (5.52)$$

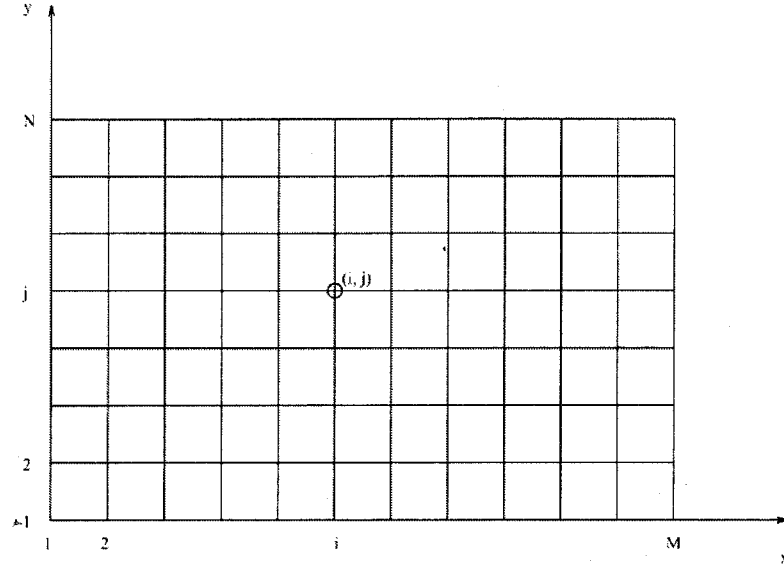


図 5.3: 計算領域の定義

$$\begin{aligned}
 V_{i,j}^{n+1} = V_{i,j}^n &+ \frac{\Delta t}{12} \left[23(G')_{i,j}^n - 16(G')_{i,j}^{n-1} + 5(G')_{i,j}^{n-2} \right] \\
 &+ \frac{\Delta t}{12} \left[23((G_1)_t)_{i,j}^n - 16((G_1)_t)_{i,j}^{n-1} + 5((G_1)_t)_{i,j}^{n-2} \right] \quad (5.53)
 \end{aligned}$$

ここで、

$$E' = E + \gamma E_2 + f(x, y, t) \quad (5.54)$$

$$F' = F + \gamma(F_2 + F^t) + F_{br} + F_b + F_{sp} \quad (5.55)$$

$$G' = G + \gamma(G_2 + G^t) + G_{br} + G_b + G_{sp} \quad (5.56)$$

式 (5.51) と (5.52) の右辺のすべての情報は、以前のタイムステップの計算ですでに求められている。ゆえに、 $\eta_{i,j}^{n+1}$ の値はすぐに得られる。しかしながら、新しい時間レベル $(n+1)$ における水平流速の計算は、3重対角行列を連立させて解く必要がある。つまり、与えられた j に対して、 $U_{i,j}^{n+1} (i = 1, 2, \dots, M)$ は3重対角行列から解かれる。同様に、 $V_{i,j}^{n+1} (j = 1, 2, \dots, N)$ は与えられた i に対する3重対角行列で解かれる。この行列は時間的に一定なので、各タイムステップで用いるために、あらかじめ因数分解され、転置され、記憶されている。

$\{\eta, u, v\}_{i,j}^{n+1}$ の予測値が求められた後は、時間レベル $(n+1), n, (n-1), (n-2)$ における $\{E', F', G'\}_{i,j}$ の値を求めるのに、4次オーダーの Adams-Moulton 収束法を適用

する。

$$\eta_{i,j}^{n+1} = \eta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} \left[9(E')_{i,j}^{n+1} + 19(E')_{i,j}^n - 5(E')_{i,j}^{n-1} + (E')_{i,j}^{n-2} \right] \quad (5.57)$$

$$\begin{aligned} U_{i,j}^{n+1} &= U_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} \left[9(F')_{i,j}^{n+1} + 19(F')_{i,j}^n - 5(F')_{i,j}^{n-1} + (F')_{i,j}^{n-2} \right] \\ &\quad + \frac{\Delta t}{24} \left[9((F_1)_t)_{i,j}^{n+1} + 19((F_1)_t)_{i,j}^n - 5((F_1)_t)_{i,j}^{n-1} + ((F_1)_t)_{i,j}^{n-2} \right] \end{aligned} \quad (5.58)$$

$$\begin{aligned} V_{i,j}^{n+1} &= V_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} \left[9(G')_{i,j}^{n+1} + 19(G')_{i,j}^n - 5(G')_{i,j}^{n-1} + (G')_{i,j}^{n-2} \right] \\ &\quad + \frac{\Delta t}{24} \left[9((G_1)_t)_{i,j}^{n+1} + 19((G_1)_t)_{i,j}^n - 5((G_1)_t)_{i,j}^{n-1} + ((G_1)_t)_{i,j}^{n-2} \right] \end{aligned} \quad (5.59)$$

式 (5.17) および (5.18) より、ある時間レベルでの F^t と G^t の計算には、 u_t と v_t の値が必要なことがわかる。また、 $(F_1)_t$ と $(G_1)_t$ の項は時間微分を含んでいる。 w の定義は、

$$w = \{u, v, F_1, G_1\} \quad (5.60)$$

である。そこで、予測ステージの時間差分は、

$$(w_t)_{i,j}^n = \frac{1}{2\Delta t} \left[3w_{i,j}^n - 4w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^{n-2} \right] + O(\Delta t^2) \quad (5.61)$$

$$(w_t)_{i,j}^{n-1} = \frac{1}{2\Delta t} \left[w_{i,j}^n - w_{i,j}^{n-2} \right] + O(\Delta t^2) \quad (5.62)$$

$$(w_t)_{i,j}^{n-2} = \frac{-1}{2\Delta t} \left[3w_{i,j}^{n-2} - 4w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^n \right] + O(\Delta t^2) \quad (5.63)$$

で求められる。

修正ステージについては、 w_t を以下により求める。

$$(w_t)_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{6\Delta t} \left[11w_{i,j}^{n+1} - 18w_{i,j}^n + 9w_{i,j}^{n-1} - 2w_{i,j}^{n-2} \right] + O(\Delta t^3) \quad (5.64)$$

$$(w_t)_{i,j}^n = \frac{1}{6\Delta t} \left[2w_{i,j}^{n+1} + 3w_{i,j}^n - 6w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^{n-2} \right] + O(\Delta t^3) \quad (5.65)$$

$$(w_t)_{i,j}^{n-1} = \frac{-1}{6\Delta t} \left[2w_{i,j}^{n-2} + 3w_{i,j}^{n-1} - 6w_{i,j}^n + w_{i,j}^{n+1} \right] + O(\Delta t^3) \quad (5.66)$$

$$(w_t)_{i,j}^{n-2} = \frac{-1}{6\Delta t} \left[11w_{i,j}^{n-2} - 18w_{i,j}^{n-1} + 9w_{i,j}^n - 2w_{i,j}^{n+1} \right] + O(\Delta t^3) \quad (5.67)$$

$(F_1)_t$ と $(G_1)_t$ を式 (5.52)、(5.53)、(5.58) および (5.59) に代入すると、これらの式の最後の項は減じられ、以下の式になる。

$$\frac{\Delta t}{12} \left[23(w_t)_{i,j}^n - 16(w_t)_{i,j}^{n-1} + 5(w_t)_{i,j}^{n-2} \right] = 2w_{i,j}^n - 3w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^{n-2} \quad (5.68)$$

$$\frac{\Delta t}{24} \left[9(w_t)_{i,j}^{n+1} + 19(w_t)_{i,j}^n - 5(w_t)_{i,j}^{n-1} + (w_t)_{i,j}^{n-2} \right] = w_{i,j}^{n+1} - w_{i,j}^n \quad (5.69)$$

ここで、 $w = \{F_1, G_1\}$ である。

修正ステップは、連続する2つの解の誤差が許容範囲になるまで繰り返される。誤差は3つの従属変数 η, u, v それぞれについて計算され、以下で定義される。

$$\Delta f = \frac{\sum_{i=1}^{i=M} \sum_{j=1}^{j=N} |f_{i,j}^{n+1} - f_{i,j}^*|}{\sum_{i=1}^{i=M} \sum_{j=1}^{j=N} |f_{i,j}^{n+1}|} \quad (5.70)$$

ここで、 $f = \{\eta, u, v\}$ 、 f^{n+1} と f^* はそれぞれ現在とそのひとつ前の時間の値である。修正ステップは、 Δf が 10^{-4} もしくは 10^{-3} 以下になるまで繰り返される。式 (5.70) の分母は最初0なので、 Δf の値は無限大になってしまう。このいわゆる「コールドスタート」による問題を避けるために、まず最初に分母を計算する。もし、分母が 10^{-3} より小さい値ならば、式 (5.70) の分子を繰り返し誤差として使う。

弱非線形の場合には、境界問題は発生しない。また、 $\Delta x, \Delta y$ と Δt に不適切な値が用いられない限りは、繰り返し計算を必要としない。しかしながら、強非線形の場合、モデルはより多くの繰り返し計算を必要とする傾向がある。さらに、繰り返し計算結果は期待値の周りで振動する。収束率を高めるために、繰り返しステージに over-relaxation 法を適用する。ひとつ前と現在の繰り返される値をそれぞれ $f_{i,j}^*$ と $f_{i,j}$ と書くと、over-relaxation による調整値 $f_{i,j}^r$ は以下で与えられる。

$$f_{i,j}^r = (1 - R)f_{i,j}^* + Rf_{i,j} \quad (5.71)$$

ここで、 R は0から1までの係数である。すべての計算において、 $R = 0.2$ がかなりよい結果を与えることが明らかにされている。

(b) 空間差分

1次の空間差分について、以下の5点の差分スキームが用いられる。

$$(w_x)_{1,j} = \frac{1}{12\Delta x} (-25w_{1,j} + 48w_{2,j} - 36w_{3,j} + 16w_{4,j} - 3w_{5,j}) \quad (5.72)$$

$$(w_x)_{2,j} = \frac{1}{12\Delta x} (-3w_{1,j} - 10w_{2,j} + 18w_{3,j} - 6w_{4,j} + w_{5,j}) \quad (5.73)$$

$$(w_x)_{i,j} = \frac{1}{12\Delta x} [8(w_{i+1,j} - w_{i-1,j}) - (w_{i+2,j} - w_{i-2,j})] \quad (5.74)$$

$(i = 3, 4, \dots, M-2)$

$$(w_x)_{M-1,j} = \frac{1}{12\Delta x} (3w_{M,j} + 10w_{M_1,j} + 18w_{M_2,j} + 6w_{M_3,j} - w_{M_4,j}) \quad (5.75)$$

$$(w_x)_{M,j} = \frac{1}{12\Delta x} (25w_{M,j} - 48w_{M_1,j} + 36w_{M_2,j} - 16w_{M_3,j} + 3w_{M_4,j}) \quad (5.76)$$

ここで、 $f = \{\eta, u, v\}$, $M_k = M - k$ ($k = 1, 2, 3, 4$) で、 M は x 方向のグリッド総数である。

2 次の空間差分について、3 点差分スキームを用いる。

$$(w_{xx})_{i,j} = \frac{w_{i+1,j} - 2w_{i,j} + w_{i-1,j}}{(\Delta x)^2} \quad (5.77)$$

$$(i = 2, 3, \dots, M - 1)$$

同様な表現が y に関する差分に対しても得られる。混合型差分は以下の式を用いる。

$$(w_{xy})_{i,j} = \frac{w_{i+1,j+1} + w_{i-1,j-1} - w_{i-1,j+1} - w_{i+1,j-1}}{4\Delta x\Delta y} \quad (5.78)$$

$$(i = 2, 3, \dots, M - 1; j = 2, 3, \dots, N - 1)$$

5.2.2 境界条件

有限領域での波浪変形の解を得るために、適切な境界条件を数値モデルにおいて明示しなければならない。完全反射の直立壁とスポンジレイヤーの 2 種類の境界条件がモデルで用いられている。5.1.3 で述べたソース関数法によって、計算領域内に波を起こす。

(a) 壁面境界

完全反射の直立壁において、壁面に垂直な水平流速は常に 0 である。理論における水位変動と接線流速は、支配方程式から得られる。しかしながら、数値計算では境界条件の扱いはやっかいで、計算を常に不安定にする。したがって、標準または拡張 Boussinesq 方程式においては、境界における水位変動と水平および接線流速を 0 にしている (Wei and Kirby, 1995)。これはかなり単純な方法だが正確である。図-5.3 は数値計算領域の定義を示す。 x と y 方向のグリッド番号は $i = 1, 2, 3, \dots, M$ と $j = 1, 2, 3, \dots, N$ で表される。壁

は領域の右端に設置され (すなわち、 $i = M$)、境界条件は以下で与えられる。

$$u_{M,j} = 0 \quad (5.79)$$

$$(\eta_x)_{M,j} = 0 \quad (5.80)$$

$$(v_x)_{M,j} = 0 \quad (5.81)$$

$$(j = 1, 2, 3, \dots, N)$$

5 点の中心を外れた有限微分を式 (5.80) と (5.81) に適用すると、

$$w_{M,j} = \frac{1}{25}(48w_{M_1,j} - 36w_{M_2,j} + 16w_{M_3,j} - 3w_{M_4,j}) \quad (5.82)$$

ここで、 $w = \{\eta, v\}$ である。同様の数式が、他の方向の壁についても得られる。

(b) 吸収境界

吸収境界条件にはいくつかのタイプがあり、波を最小限の反射で領域から外に伝播させる。スポンジレイヤーの境界条件は、周波数と方向の広い範囲について、波のエネルギーを減衰することができる。追加のグリッドポイントが必要であるけれども、コンピュータに記憶させる容量の減少と数値計算の安定性にとっても、スポンジレイヤーの適用は正しいことである。

波のエネルギーを吸収するために、人為的な減衰項 F_{sp} と G_{sp} を、運動方程式 (5.5) と (5.6) のそれぞれの右辺に付け加える。減衰項は次のように定義される。

$$F_{sp} = -w_1(x, y)u + w_2(x, y)(u_{xx} + u_{yy}) + w_3(x, y)\sqrt{\frac{g}{h}}\eta \quad (5.83)$$

$$G_{sp} = -w_1(x, y)v + w_2(x, y)(v_{xx} + v_{yy}) + w_3(x, y)\sqrt{\frac{g}{h}}\eta \quad (5.84)$$

ここで、 w_1, w_2 および w_3 は、3 つの異なる減衰メカニズムについての関数で、それぞれニュートニアンクーリング、粘性減衰およびスポンジフィルターに関連している (Israeli and Orszag, 1981)。

領域の右端にスポンジレイヤーが 1 層だけあると仮定する (図-5.3 参照)。すなわち、 $x = x_s = (i_s - 1)\Delta x$ から $x = x_l = (M - 1)\Delta x$ 、さらに $x_s < x < x_0$ の範囲で、 $w_i(x, y)$ ($i = 1, 2, 3$) は 0 である。 $x_s < x < x_l$ の範囲で、 $w_i(x, y)$ ($i = 1, 2, 3$) は次で定義される。

$$w_i(x, y) = C_i \omega f(x) \quad (5.85)$$

ここで、 $C_i (i = 1, 2, 3)$ は 3 つの減衰関数に対する係数である。Israeli and Orszag(1981) は、スポンジフィルターが開境界条件における 3 つの減衰関数の中で最もよいと主張している。しかしながら、FUNWAVE の閉境界条件での数値計算結果によると、ニュートンの冷却則による減衰が最も優れていることがわかっている。式 (5.85) の中の ω は減衰された波の周波数、 $f(x)$ は x が x_s から x_l まで変化するとき、0 から 1 まで滑らかに単調増加する関数である。関数 $f(x)$ は以下で定義される。

$$f(x) = \frac{\exp[(x - x_s)/(x_l - x_s)]^2 - 1}{\exp(1) - 1}, \quad x_s < x < x_l \quad (5.86)$$

通常、減衰層の幅 (すなわち $x_l - x_s$) には、波長の 2,3 倍の長さが用いられる。同様のことが領域の他の 3 方向のスポンジレイヤーにもいえる。関数 $w_i(x, y) (i = 1, 2, 3)$ の最終的な値は、すべてのスポンジレイヤーの合計である。

5.2.3 数値フィルター

モデルにおける非線形干渉のために、高次調和波がプログラムを走らせる際に生じる。これらの高次調和波は非常に短い波長をとり得る。なお、最小波長はグリッドサイズの 2 倍である。このような短い要素については、たとえ中間水深での拡張分散関数を考慮しても、この Boussinesq モデルを適用することができない。なぜならば、水深波長比が大きいからである。さらに、これらの短波はいったん造波されたらすぐに増大し、結局はモデル自体を発散させてしまう。

これらの不要な短波を消す効果的な方法のひとつは、モデルに数値フィルターを適用することである。Shapiro(1970) は、異なるオーダーのフィルターに対する重み平均と、導関数表現の方法について詳述している。4 次オーダーについての Shapiro の方法を採用し、各グリッドポイントについて、9 つの隣接した点の値を用いることによって、新しい値を決定する。

$$z_i^* = \frac{1}{256} [186z_i + 56(z_{i+1} + z_{i-1}) - 28(z_{i+2} + z_{i-2}) + 8(z_{i+3} + z_{i-3}) - (z_{i+4} + z_{i-4})] \quad (5.87)$$

ここで、 $z = \{\eta, u\}$ は長波と短波要素からなるもとの値を表し、 z^* は新しいフィルターを掛けた値を表す。上述の 9 点フィルターに対する応答関数は、滑らかさと粗さの比によっ

て決まる。

$$R = 1 - \sin^8 \left(\frac{k\Delta x}{2} \right) = 1 - \sin^8 \left(\frac{\pi L}{\Delta x} \right) \quad (5.88)$$

ここで、 k は波数、 Δx はグリッドサイズ、 L は波長である。図-5.4 は、波長とグリッドサイズの比に関するフィルターの応答関数である。波長がグリッドサイズの2倍の波は応答関数 R が0であることから、フィルターによって完全に取り除かれている。しかしながら、波長が長くなると R の値は増大し、1に漸近する。これは、長波に対してはフィルターの効果が減少することを示している。

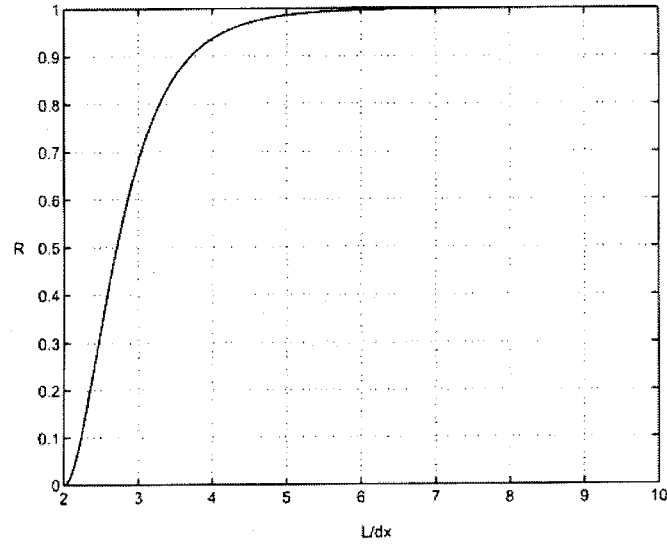


図 5.4: 1次元9点フィルターの応答関数

式 (5.87) を適用した2次元のフィルターはすぐに得られる。しかしながら、2次元の方程式とプログラムコードを書くことは、1つのフィルターをかける点に対して、 $9 \times 9 = 81$ の隣接する点が方程式に含まれるので複雑である。その代わりに、1次元の方程式を2回、まずすべての y の値について x 方向に用い、次にすべての x の値について y 方向に用いる。したがって、2次元の応答関数は次のようになる。

$$R(l, \lambda) = [1 - \sin^8(l\Delta x/2)] [1 - \sin^8(\lambda\Delta y/2)] \quad (5.89)$$

ここで、 l と λ はそれぞれ x 、 y 方向の波数、 Δx と Δy はグリッドサイズである。 L_x と L_y は x 、 y 方向の波長を意味しており、上の応答関数は次のように書き換えることができる。

$$R = \{1 - \sin^8[\pi/(L_x/\Delta x)]\} \{1 - \sin^8(\pi/(L_y/\Delta y))\} \quad (5.90)$$

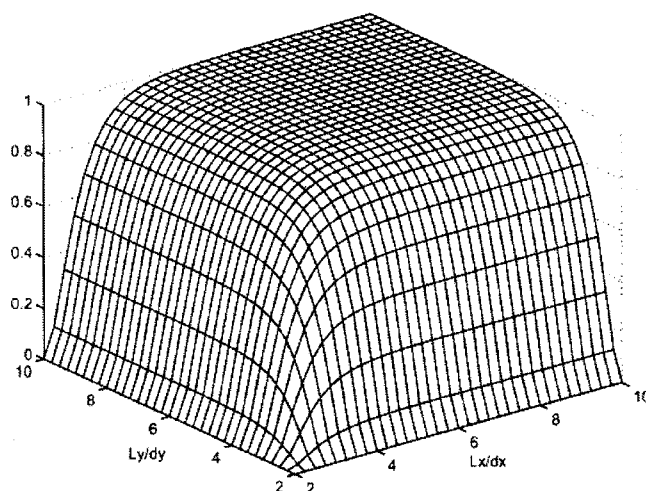


図 5.5: 2次元 9 × 9 点フィルターの応答関数

図-5.5 は、グリッドサイズに対する波長の比に関するフィルターの応答関数を示したものである。同様に、波長がグリッドサイズの 2 倍の波は、これらの波に対する応答関数 R が 0 であることから、フィルターによって完全に取り除かれている。波長が長くなると、フィルターの効果は減少する。

上述の数値フィルターの使用は最小限にすべきである。なぜならば、長波のエネルギーの一部もこの方程式を適用することによって、時間ステップ毎に取り除かれてしまうからである。数値フィルターの適用を 200 時間ステップ (4 周期) 毎とした場合に、よい結果が得られる。

5.3 計算結果

5.3.1 計算条件

数値計算は、4 章における水理実験と同じく、図-5.6 に示すような海底勾配 1/20、消波工の法面勾配 4/3、護岸の法面勾配 60° の領域で行った。一様水深を 80.0cm~96.0cm の間で 4cm ずつ変化させ、消波工の天端高さを 16cm と 24cm の 2 種類設定した。両端には吸収帯として、約 2 波長分の長さである 10m のスポンジレイヤーを設けている。吸収境界条件は 5.2.2 ですでに述べたように、最も優れているニュートンの冷却則に基づく減衰係数を用いている。消波工部の計算には、5.1.5 で述べたように、佐伯 (1975) による

傾斜式ブロック堤の実験式から透過率を求め、スロット法を適用した。計算格子間隔および差分間隔は、水深が浅い場合 ($h = 80.0, 84.0\text{cm}$) にはそれぞれ 0.05m と 0.01s 、深い場合 ($h = 88.0 \sim 96.0\text{cm}$) には 0.10m と 0.02s に設定した。計算条件を表-5.1 に示す。

入射波は、波高計 WG1 における実験結果の時系列データを、5.1.3 で述べたソース関数に変換して造波信号を作成し、WG1 の位置から造波させた。実験における最初の 10 分間の波高データから造波信号を作成し、一様勾配の初期海底地形で 10 分間計算し、5 分後の結果を初期波浪計算結果とした。また、実験における 20～30 分後の波高データを造波信号とし、実験で測定した平衡状態になった時の海底地形を用いて数値計算を 10 分間行い、5 分後の計算結果を平衡時の波浪計算結果と見なしている。以下の図にはそれぞれ 5 分後、25 分後と記載している。

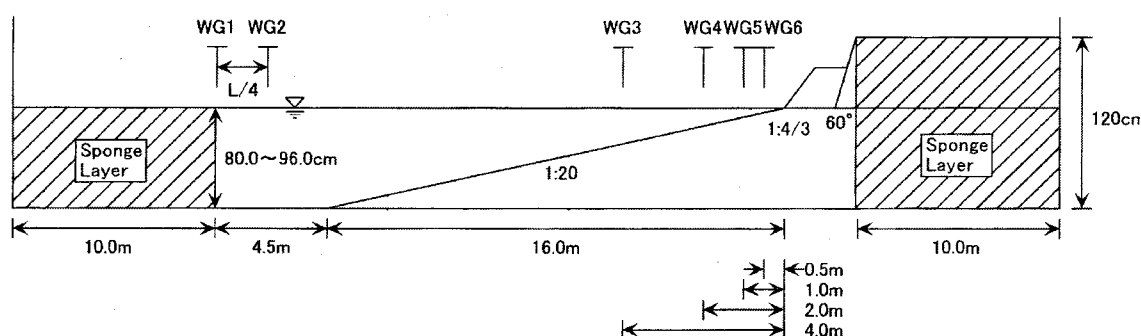


図 5.6: 計算水槽

表 5.1: 実験条件

波形勾配	H_0/L_0	0.04
周期	$T(\text{s})$	1.8
波高	$H_0(\text{cm})$	20.0
一様水深	$h_0(\text{cm})$	80.0, 84.0, 88.0, 92.0, 96.0
天端高さ	$h_c(\text{cm})$	16.0, 24.0
波長	$L_0(\text{m})$	5.0
格子間隔	$\Delta x(\text{m})$	0.05, 0.10
タイムステップ	$\Delta t(\text{s})$	0.01, 0.02
海底勾配	S	1/20

5.3.2 波浪変形の特徴

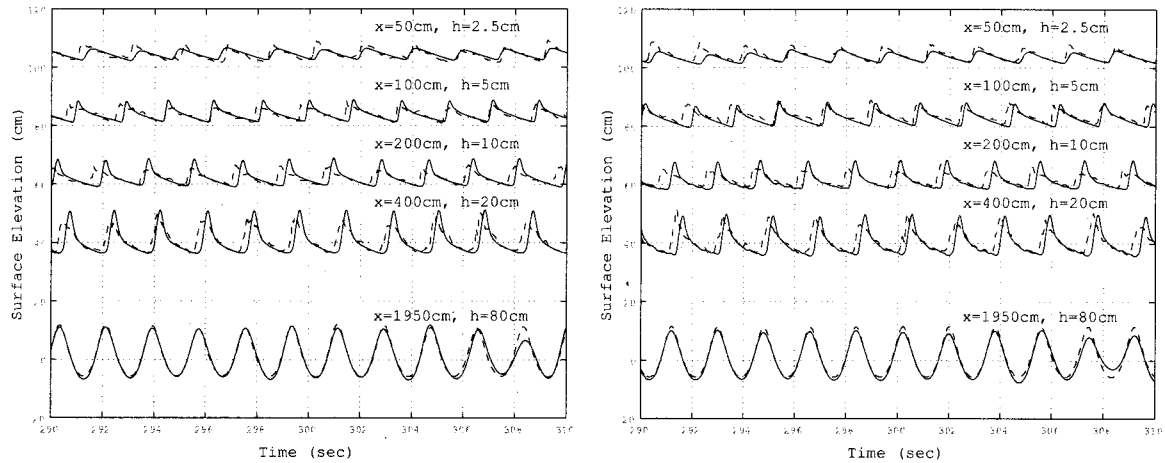
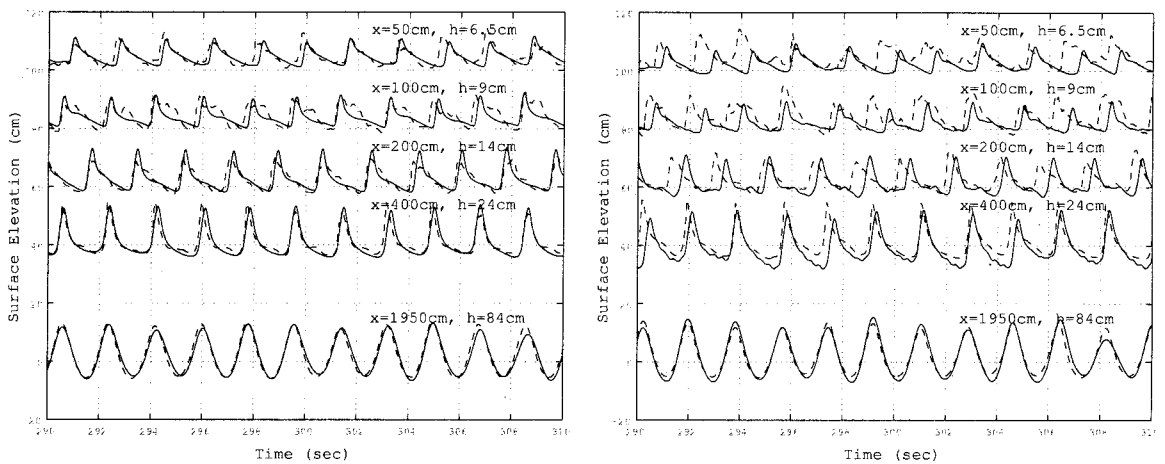
(a) 水位変動

図-5.7～5.11 は水位変動について、計算値と実験値とを比較したものである。計算値を実線、実験値を破線でそれぞれ示している。(a) 図が初期海底地形における計算で造波開始 5 分後、(b) 図が洗掘された後の平衡海底地形における計算で 25 分後のものであり、前後 20 秒間の時間波形を図示した。下から順に、図-5.6 に示した波高計 WG2～6 における値であり、各波高計の基準点からの距離 x および水深 h を示している。なお、 x の基準点は 1/20 勾配から水平勾配に移る点である。また、横軸に平行な点線を便宜的に横軸として用いている。すなわち、WG2 についてはそのまま 0 であるが、WG3 については 40、WG4 については 60 がそれぞれ基準線となるようにしている。

図-5.7 は、堤脚水深が 0cm、消波工天端高が 16cm の場合である。いずれの波高計位置についても、実験結果と比べて位相のずれはほとんどなく、数値計算による再現性は非常に高い。水深が $h = 20\text{cm}$ から 2.5cm へと浅くなる際の浅水変形についても、よく再現できている。しかし、砕波変形については、 $x = 400\text{cm}$ 、 $h = 20\text{cm}$ のやや沖側が砕波点であり、実験値の波形に砕波後の乱れが現れているのに対して、計算値ではまだ砕波が起こっていないようであり、非線形性の強い尖った波形となっている。また、平均水位の上昇については、水深 $h = 2.5\text{cm}$ および 5cm の位置において、水位が常にプラスになっており、しっかりと考慮できている。

海底地形が平衡状態になった (b) 図についても、位相のずれはほとんどなく数値計算の再現性はよい。また、砕波については、初期地形の (a) 図において $x = 400\text{cm}$ 、 $h = 20\text{cm}$ における波形のピークに違いがみられたが、平衡状態の地形では実験値にほぼ等しい。これは、砕波点の地形変化が安定したことによる影響と考えられる。このケースでは、平衡状態時の地形変動は初期地形に比べて微少であったため、(a) および (b) 図の波形に変化はほとんどみられない。

図-5.8 は、堤脚水深は 4cm の場合である。砕波点が $x = 400\text{cm}$ 、 $h = 24\text{cm}$ と $x = 200\text{cm}$ 、 $h = 14\text{cm}$ の間であり、これらの位置において波形はよく一致している。平均水位の上昇についても、 $h = 6.5\text{cm}$ で水位が常にプラスであり、うまく表わせている。

(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290s \sim 310s$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490s \sim 1510s$)図 5.7: 水位変動の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.0$, $h_c/H_0 = 0.8$)(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290s \sim 310s$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490s \sim 1510s$)図 5.8: 水位変動の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.2$, $h_c/H_0 = 0.8$)

また、浅水変形の傾向もよく一致しているが、水深が浅い場合には実験値との誤差は大きくなっている。これは、実験では $x = 100cm$, $h = 9cm$ の少し手前で 2 次碎波が起き、その乱れが波形に現れているのに対して、数値計算では 2 次碎波の再現がうまくできていないためである。

(b) 図の平衡状態において、破線の実験値に不規則的な水位変動がみられる。このケースでは、碎波形態が崩れ波碎波であったため、碎波点以浅の $x = 200cm$, $h = 14cm$ でも波は完全に崩れきっておらず、波形に乱れが現れたものと考えられる。計算値では不規則

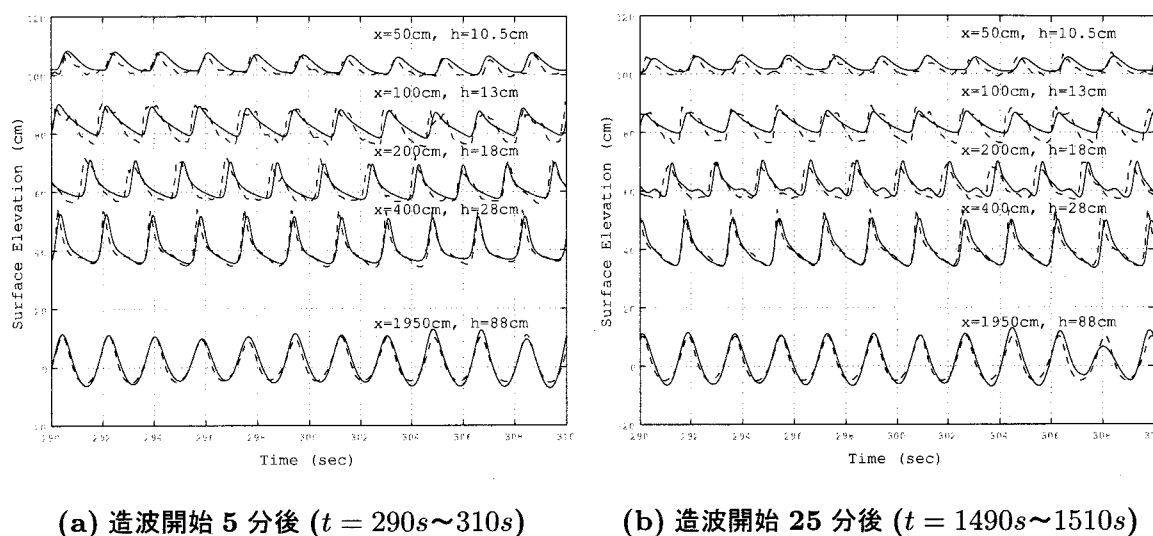


図 5.9: 水位変動の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.4$, $h_c/H_0 = 0.8$)

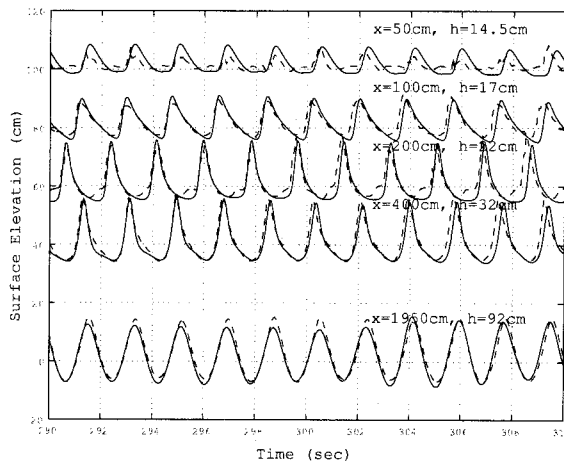
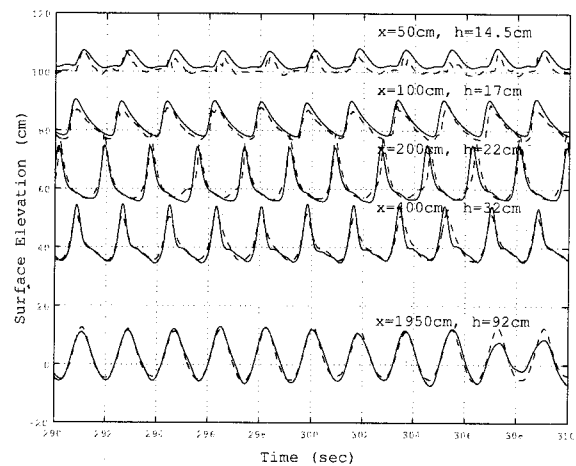
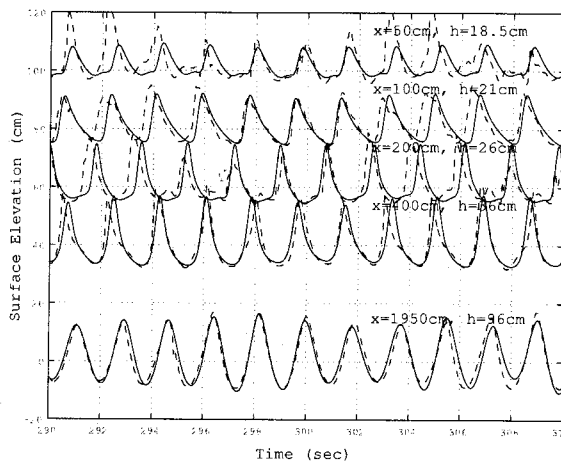
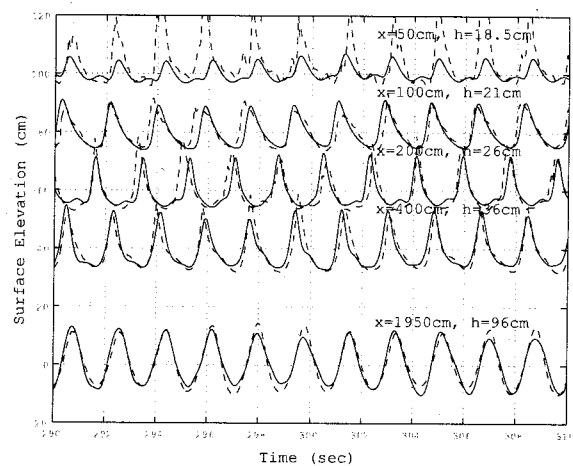
的な変動はある程度表現できているものの、波形のずれはかなり大きい。(a) 図の初期状態と比べると、実験値、計算値いずれについても、波高は若干小さくなっている。

図-5.9 は、堤脚水深が $8cm$ の場合について同様に示したものである。図-5.8 の場合と同様に、2 次碎波が起こる $x = 100cm$, $h = 13cm$ での波形に実験値との誤差がみられ、2 次碎波の再現はうまくできていない。それ以外の位置では位相のずれもほとんどなく、数値計算の再現性はよい。

(b) 図の 25 分後については、図-5.8 の場合の、碎波点以浅の実験結果にみられたような崩れ波碎波による波形の乱れはない。 $x = 100cm$, $h = 13cm$ での 2 次碎波の再現はできておらず、波形に誤差がみられるが、碎波点直後の $x = 200cm$, $h = 18cm$ では計算値の実験値との一致はよい。このケースでの碎波形態は巻き波碎波であり、このことから、本モデルで用いた碎波モデルは巻き波碎波の計算にはよく機能するが、崩れ波碎波には適用し難いといえる。

図-5.10 に、堤脚水深が $12cm$ の場合の水位変動を示した。これまでのケースと同様に、位相のずれはほとんどなく再現性はかなりよい。非線形性の強い波形もうまく計算できている。しかしながら、このケースの碎波点直後である $x = 50cm$, $h = 14.5cm$ での波形および位相に若干の誤差がみられる。25 分後の (b) 図の場合にも $x = 50cm$, $h = 14.5cm$ で誤差がみられるが、それ以外の位置では水位変動は初期状態とほとんど変わらない。

図-5.11 には、堤脚水深が $16cm$ の場合の水位変動をこれまでと同様に示した。この

(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290s \sim 310s$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490s \sim 1510s$)図 5.10: 水位変動の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.6$, $h_c/H_0 = 0.8$)(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290s \sim 310s$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490s \sim 1510s$)図 5.11: 水位変動の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.8$, $h_c/H_0 = 0.8$)

図の中で特徴的なのは、この水深での実験波浪が造波限界に近かったため、長周期波が発生してしまい、規則波を造波したにも関わらず、造波波浪に不規則的な水位変動がみられることである。実験結果の波高を元に造波信号を作成しているため、計算結果にも $x = 1950cm$, $h = 96cm$ の一様水深領域において長周期変動がみられる。

また、水深が一番浅い $x = 50cm$, $h = 18.5cm$ において、実験値に急激な増大がみられる。これは、護岸の余裕天端高さが十分でなかったために、越波が起きているからである。計算では水深に対して波高が大きいと判定し、強制的に碎波させるためそのような波

形を再現することはできていない。初期地形においては、すべての波が越波する訳ではなく、それが実験結果の波形にも現れている。しかし、地形変動が進んで平衡状態になり、消波工の沈下量も大きくなって消波工がほとんど機能しなくなると、ほぼ全波浪が越波してしまう。(b) 図の $x = 50\text{cm}$, $h = 18.5\text{cm}$ において、実験値の波高のほとんどが 20cm 以上になっていることから明らかである。今回用いた数値計算モデルは越波現象までは考慮しておらず、越波が起きるような深い堤脚水深での適用は難しいかもしれない。しかしながら、 $h = 21\text{cm} \sim 36\text{cm}$ までをみると、若干の位相のずれはあるものの、波形や波高は実験値とほぼ等しく、越波を除いてはよく再現できている。

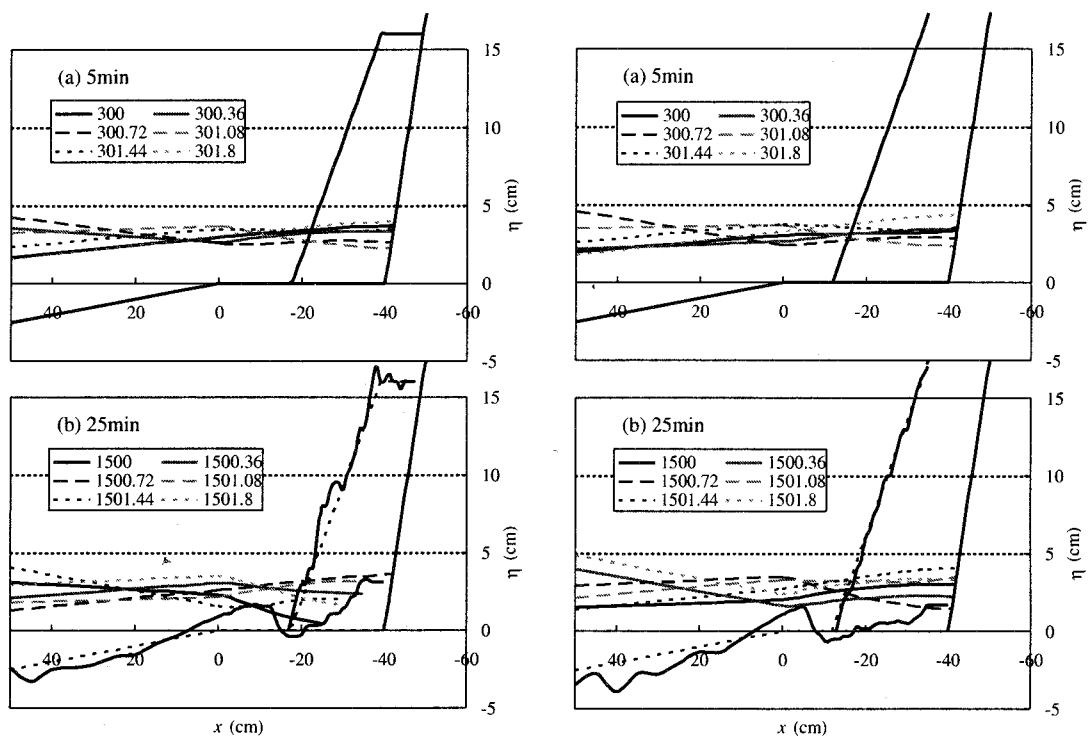
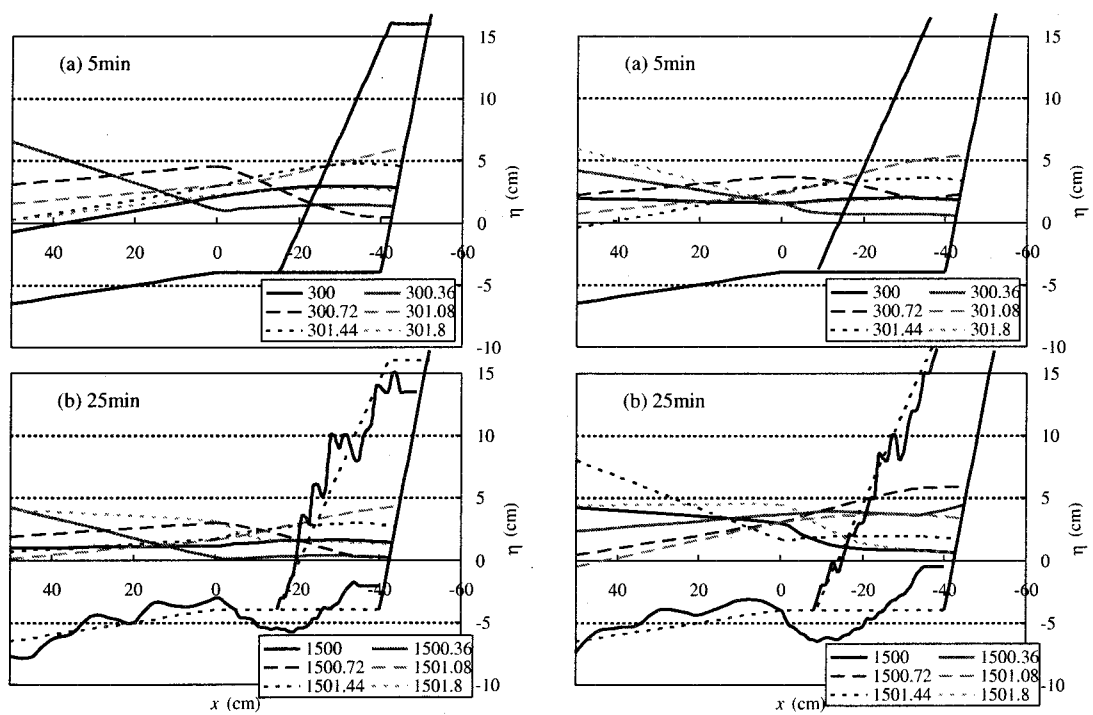
(b) 空間波形

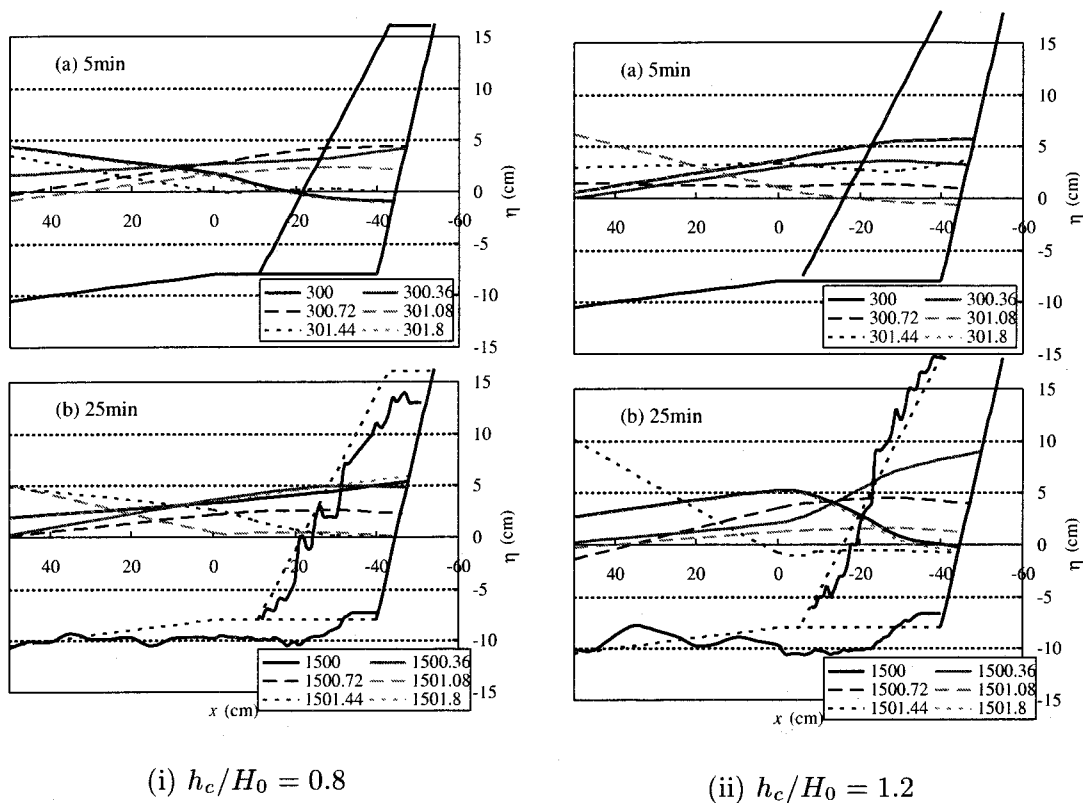
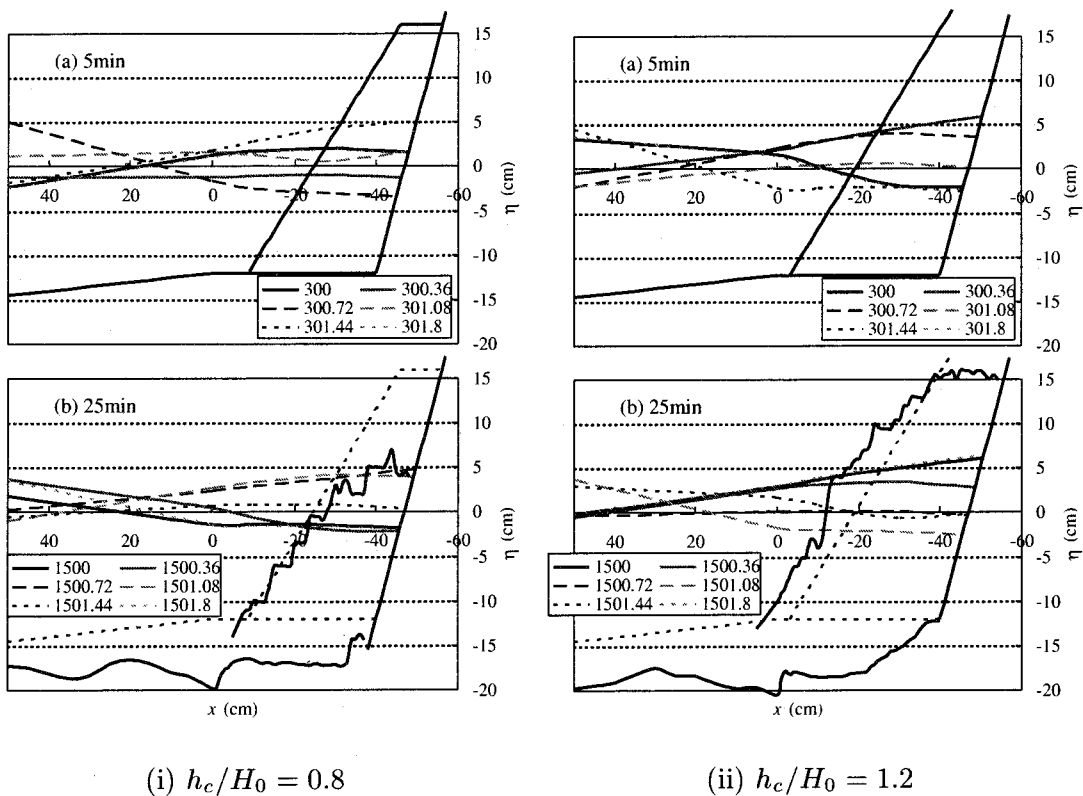
図-5.12～5.16 は、消波工設置部およびその近傍における空間波形を 1 周期分示したものである。(i) 図は消波工の天端高が低い $h_c = 16\text{cm}$ の場合、(ii) 図は消波工の天端高が高い $h_c = 24\text{cm}$ の場合である。また、それぞれ (a) 図が初期海底地形における計算で造波開始 5 分後、(b) 図が平衡海底地形による計算で 25 分後のものである。(b) 図の 25 分後における点線は、初期地形および初期ブロック法面を示している。縦軸は一樣水面を 0 としており、横軸 x の基準点は、図-5.6 において海底勾配が $1/20$ から水平に移る点である。なお、凡例の数字は造波開始からの経過時間 (秒) である。

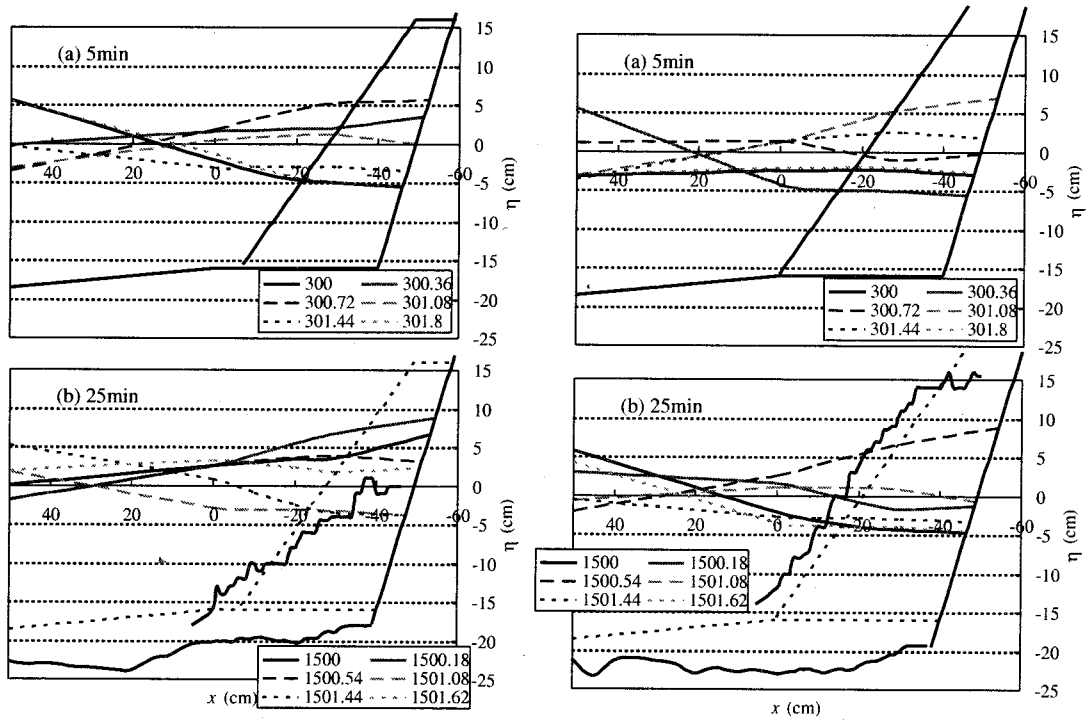
まず、図-5.12 は堤脚水深が 0cm の場合である。(i),(ii) いずれの消波工天端高でも、5 分後の空間波形はほぼ等しく、天端高さの違いによる影響はほとんどみられない。また、入射波と反射波の干渉による重複波が発生している。消波工内部の波形についてみると、初期状態の 5 分後よりも、洗掘が生じた平衡状態の 25 分後の方が波高が大きく、底面にまで達しており、地形変動に影響を及ぼしていることがわかる。

次に、図-5.13 は堤脚水深が 4cm のものである。消波工天端高が低い (i) 図においては、5 分後に比べて 25 分後の消波工内部の波高は若干小さい。また、(ii) 図の天端高が高い場合は、5 分後よりも 25 分後の波高は大きく、平均水位も上昇している。(i) 図に比べて、その分平衡状態の地形変化も大きく、消波工法先の洗掘深も深い。

堤脚水深が 8cm の場合についても同様に、空間波形を図-5.14 に示す。(i) 図の消波工天端高が低い場合、平衡状態の 25 分後の消波工内部の波高は、5 分後の波高よりも若干大

(i) $h_c/H_0 = 0.8$ (ii) $h_c/H_0 = 1.2$ 図 5.12: 消波工近傍における空間波形 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.0$)(i) $h_c/H_0 = 0.8$ (ii) $h_c/H_0 = 1.2$ 図 5.13: 消波工近傍における空間波形 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.2$)

図 5.14: 消波工近傍における空間波形 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.4$)図 5.15: 消波工近傍における空間波形 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.6$)

(i) $h_c/H_0 = 0.8$ (ii) $h_c/H_0 = 1.2$ 図 5.16: 消波工近傍における空間波形 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.8$)

さい。また、(ii) 図の天端高が高い場合にはさらに顕著で、25 分後の波形変動は激しく、波が当たる消波工法面において消波ブロックの散乱が起こっている。また、法先部の洗掘深も (i) 図よりもやや深い。

図-5.15 は、堤脚水深が $12cm$ の場合のものである。(i) 図の消波工天端高が低い場合には、実験において一部越波していたが、計算結果では越波を再現できていない。また、(ii) 図の天端高が高い場合には、初期状態と平衡状態の消波工内部の波高はほぼ等しい。

図-5.16 に示した堤脚水深が $16cm$ の場合も、図-5.15 と同様に、天端高が低い (i) 図の場合、越波が起きており、その再現は全くできていない。また、(ii) 図の天端高が高い場合は、5 分後よりも 25 分後の波高は大きい。

5.3.3 底面流速の特性

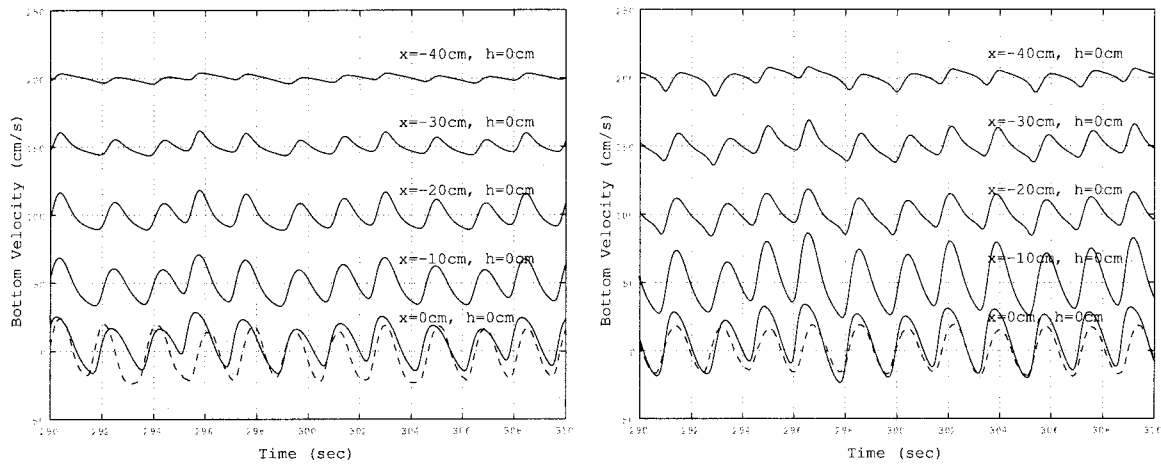
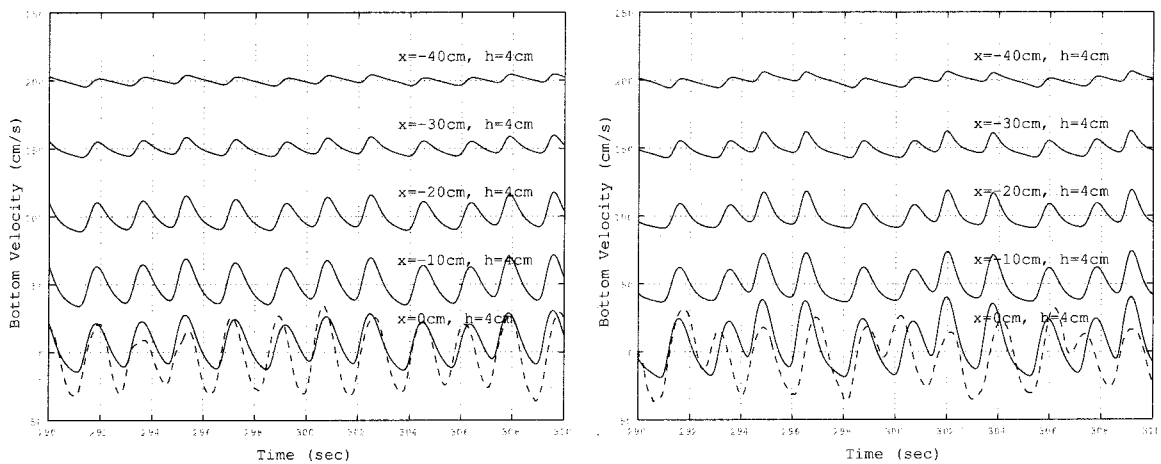
(a) 底面流速

図-5.17～5.19 は消波工設置部における底面流速について、計算値と実験値とを比較したものである。(a) 図が初期海浜地形における計算で造波開始 5 分後、(b) 図が平衡海浜地形による計算で 25 分後のものである。実線は計算値、破線は実験値をそれぞれ示している。なお、実験値については、消波工内部には流速計の設置が不可能であったため、海底勾配が $1/20$ から水平に変わる $x = 0\text{cm}$ でのみ、超音波流速計を用いて測定している。計算値については、 $x = 0\text{cm}$ から護岸堤脚の $x = -40\text{cm}$ まで、 10cm 毎、5 点を測点としている。また、横軸に平行な点線を便宜的に横軸として用いており、その基準線より上が岸方向、下が沖方向である。

図-5.17 は堤脚水深が 0cm の場合である。(a) 図の造波 5 分後をみると、実験値の流速成分は沖方向が大きく、洗掘の要因のひとつである戻り流れが大きいことがわかる。計算値は実験値に比べて岸向き成分の方がやや大きい、位相変化は比較的よく再現できており、 $x = -10\text{cm}$ 以降の計算値についても、概ね正しいといえる。一方、(b) 図の平衡状態の地形における 25 分後については、流速振幅の変動は (a) 図の 5 分後のものよりも大きくなっている。特に、 $x = -10\text{cm}$ における違いが顕著である。図-5.12(i)-(b) に示したように、この箇所では堆積が起きて水深が浅くなっており、そこより岸側において洗掘されて水深が急に深くなっていた。したがって、急激な流速変動が地形変化に影響を及ぼしていることをよく再現できたといえる。

図-5.18 は堤脚水深が 4cm の場合について示したものである。(a) 図の造波 5 分後をみると、非線形性の影響が強く現れ、 $x = 0\text{cm}$ における計算値は実験値に比べて岸側方向の成分がかなり大きい。(b) 図でも同様に、実験値と計算値の対応はあまりよくない。しかし、流速の位相が不規則的な変動を起こしている現象は、よく再現できている。この場合についても、図-5.13(i)-(b) にあるように、 $x = 0\text{cm} \sim 20\text{cm}$ で堆積しており、そこから $x = -20\text{cm}$ にかけて洗掘していた。流速の不規則変動も地形変化に影響を及ぼす要因の一つといえる。

図-5.19 には堤脚水深が 8cm の場合の底面流速を示した。(a) 図の造波 5 分後をみる

(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290\text{s} \sim 310\text{s}$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490\text{s} \sim 1510\text{s}$)図 5.17: 底面流速の比較 ($T = 1.8\text{s}$, $h/H_0 = 0.0$, $h_c/H_0 = 0.8$)(a) 造波開始 5 分後 ($t = 290\text{s} \sim 310\text{s}$)(b) 造波開始 25 分後 ($t = 1490\text{s} \sim 1510\text{s}$)図 5.18: 底面流速の比較 ($T = 1.8\text{s}$, $h/H_0 = 0.2$, $h_c/H_0 = 0.8$)

と、非線形性の影響がより強く現れ、波形も尖ったものになっている。計算値の再現性はあまりよくない。(b) 図の造波 25 分後についても、5 分後との違いはほとんどみられない。堤脚水深がこれより深い 12cm および 16cm の場合も同様に、非線形性の影響が強く現れ、計算値の再現性はよくなかった。鉛直方向の流速分布を考慮して、水深が深い場合にも適用できるようなプログラムの改良が必要であり、今後の大きな課題である。

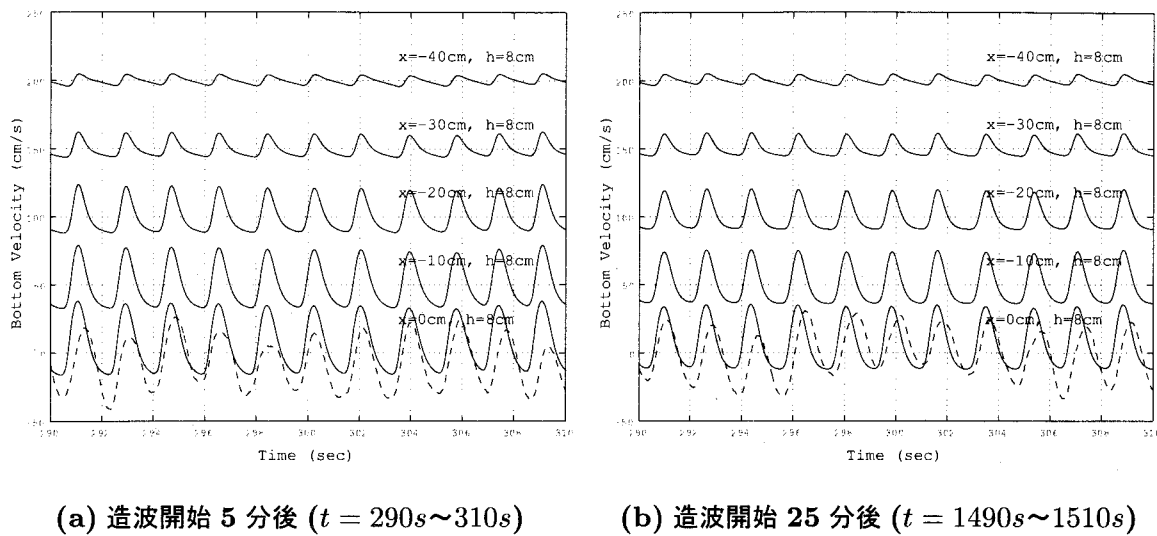


図 5.19: 底面流速の比較 ($T = 1.8s$, $h/H_0 = 0.4$, $h_c/H_0 = 0.8$)

(b) 時系列変化

図-5.20～5.24 は、消波工法先部における底面流速の時系列変化を示したものである。実線が計算値、破線が実験値であり、正が岸方向、負が沖方向である。初期地形における計算結果の最大値を 5 分後の値、洗掘および沈下が生じた後の平衡状態地形における計算結果の最大値を 25 分後の値としている。また、実験値については、造波開始直後から 10 分間の最大値を 5 分後の値、10～20 分後の最大値を 15 分後の値、20～30 分後の最大値を 25 分後の値としている。

図-5.20 は、堤脚水深が $0cm$ の場合について示したものである。実験値については、沖方向の流速は時間とともに若干減少している程度である。逆に、岸方向の流速は時間が経つにつれて増加している。図-5.12(i)-(b) に示した地形変化をみても、洗掘は消波工法先部で少し起きているのみで、消波工内部および前面では堆積している。これらのことから、底面流速と地形変

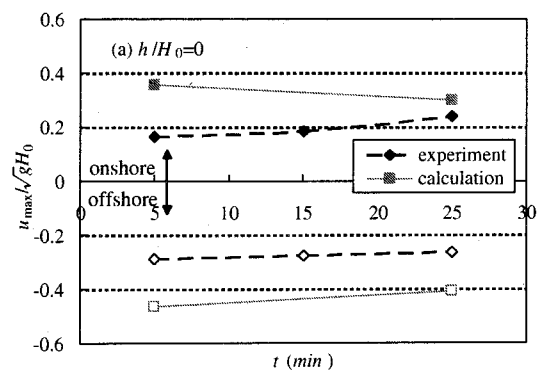


図 5.20: 消波工法先における底面流速の時系列変化 ($h/H_0 = 0.0$, $h_c/H_0 = 0.8$)

化には密接な関係があることが改めて確認できた。しかしながら、計算値は初期地形、平衡地形のいずれについても、岸沖いずれの方向とも実験値よりもかなり大きい。また、時間の経過とともに減少している。

図-5.21 は、堤脚水深が 4cm の場合について、図-5.20 と同様に示したものである。

底面流速の計算値は、岸沖いずれの方向についても実験値とほぼ同じ値で、非常によく再現できている。沖方向の流速の方が岸方向よりも若干大きく、図-5.13(i)-(b) に示した地形変化においても、消波工の法先を中心に洗掘されている。いずれの方向の流速も時間の経過とともに減少しているが、25 分の平衡状態になったときには、その絶対値はほぼ等しくなり、Net の砂の移動量が安定していることがわかる。

図-5.22 に、堤脚水深が 8cm の場合の底面流速の時系列変化をこれまでと同様に示した。初期地形における実験値の沖方向の流速は岸方向よりも大きく、洗掘されて砂が沖向きに運ばれていることがわかる。さらに、平衡状態になるにつれて沖方向の流速は減少し、岸方向との絶対値の差は小さくなり、Net の砂移動が安定化することを示している。

図-5.23 には、堤脚水深が 12cm の場合について示した。初期地形における流速の計算値は、実験値との誤差が小さい。しかしながら、平衡状態になっても実験値の流速がそれほど変化していないにもかかわらず

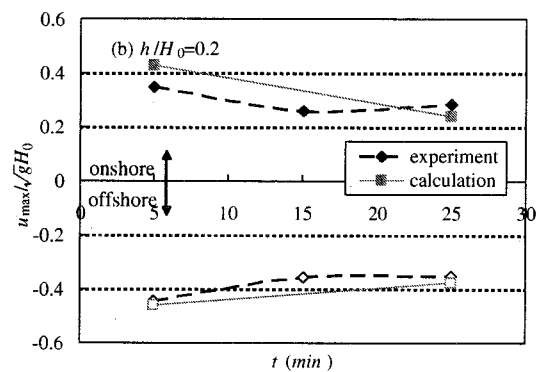


図 5.21: 消波工法先における底面流速の時系列変化 ($h/H_0 = 0.2$, $h_c/H_0 = 0.8$)

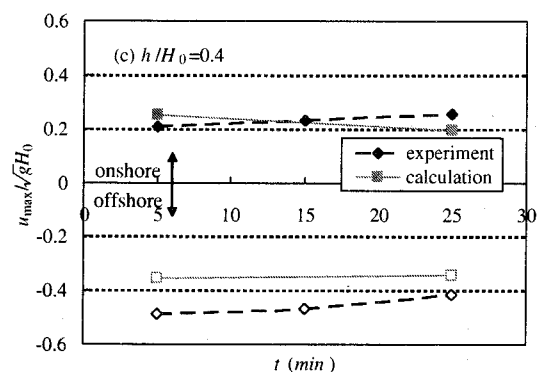


図 5.22: 消波工法先における底面流速の時系列変化 ($h/H_0 = 0.4$, $h_c/H_0 = 0.8$)

ず、計算値は岸沖いずれの方向とも減少してしまっている。5.3.3(a) で述べたように、堤脚水深が比較的浅い場合での底面流速は求めることができるが、深くなると底面流速とは異なる流速になるためである。さらに、洗掘された後の平衡状態においては、水深が増大したデータを入力しているため、その影響がより強く現れたものと考えられる。

図-5.24 に、堤脚水深が 16cm の場合について示している。図-5.23 と同様に、初期地形における流速の計算値と実験値との差はそれほど大きくないが、平衡状態になると計算値は一様に減少して、誤差は大きくなる。なお、実験値で、時間が経つにつれて沖方向の流速が急激に減少しているが、これは法面の消波ブロックが散乱され、流速計の周りに着いたために、計測値が小さくなったものであり、計算値との誤差はもう少し小さいと推定できる。

5.4 結語

本章では、Boussinesq 方程式を用いて波浪変形計算を行い、得られた水位変動、底面流速およびその時系列変化を実験値と比較した。得られた結果をまとめると、以下のようなになる。

- 1) 初期海底地形および平衡海底地形の実験結果のいずれを用いた場合でも、浅海域における波形について計算値は実験値をよく再現できた。

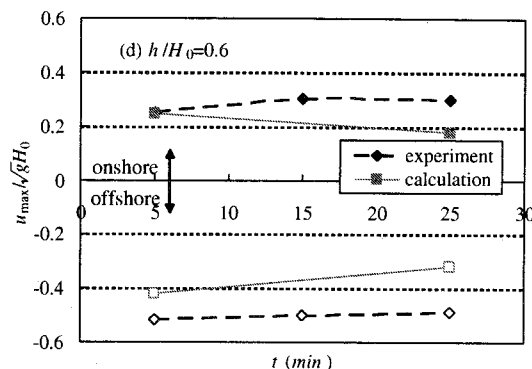


図 5.23: 消波工法先における底面流速の時系列変化 ($h/H_0 = 0.6$, $h_c/H_0 = 0.8$)

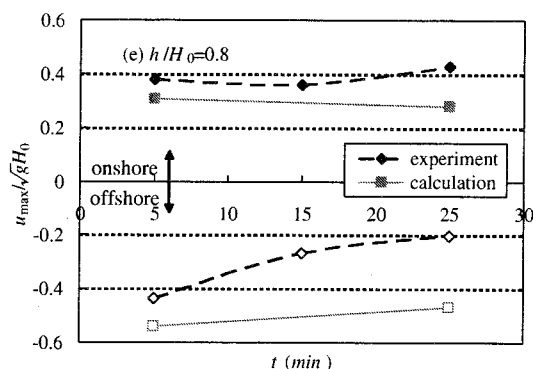


図 5.24: 消波工法先における底面流速の時系列変化 ($h/H_0 = 0.8$, $h_c/H_0 = 0.8$)

- 2) 浅水変形についてはうまく計算できるが、2次碎波による波形の乱れについては再現は難しい。また、越波の再現までは不可能であった。
- 3) 消波工内部における波形を調べた結果、平衡時の方が消波工内での波高は大きくなっていることが判明した。
- 4) 護岸の堤前水深が比較的浅い場合には、底面流速についてある程度再現でき、急激な流速変化が地形変化に影響を及ぼしていることがわかった。
- 5) 時間の経過とともに冲向きの底面流速は減少して、砂の移動が安定することを明らかにした。

参考文献

- [1] 沼田 淳 (1975) : ブロック堤の消波効果に関する実験的研究, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp.501-505.
- [2] Carrier, G. F. and Greenspan, H. P.(1958): "Water waves of finite amplitude on a sloping beach", *J. Fluid Mech.*, 4, pp.97-109.
- [3] Chen, Q., Madsen, P. A., Schäffer, H. A., and Basco, D. R.(1998): "Wave-current interaction based on an enhanced Boussinesq approach", *Coast. Engrg.*, 33, pp.11-40.
- [4] Chen, Q., Kirby, J. T., Dalrymple, R. A. Kennedy, B. A. and Chawla, A.(2000): "Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. II: 2D", *J. Wtrwy, Port, Coast. and Oc. Engrg.*, 126, pp.48-56.
- [5] Elgar, S. and Guza, R. T.(1985): "Shoaling gravity waves: comparisons between field observations, linear theory and a nonlinear model", *J. Fluid Mech.*, 158, pp.47-70.
- [6] Israeli, M. and Orszag, S. A.(1981): "Approximation of radiation boundary conditions", *J. Comp. Phys.*, 41, pp.115-135.
- [7] Kennedy, A. B., Chen, Q., Kirby, J. T. and Dalrymple, R. A. (2000): "Boussinesq modelling of wave transformation, breaking, and runup. I: 1D", *J. Wtrwy, Port, Coast. and Oc. Engrg.*, 126, pp.39-47.
- [8] Kirby, J. T.(1997): "Nonlinear, dispersive long waves in water of variable depth", Chapter 3 in *Gravity Waves in Water of Variable Depth*, J. N. Hunt (ed), Advances in Fluid Mechanics, pp.55-126. Computational Mechanics Publications.
- [9] Kirby, J. T., Wei, G, Chen, Q., Kennedy, A. B. and Darlymple, R. A.(1997):

- "FUNWAVE1.0 - Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model Documentaiton and User's Manual -", Research Report No. CACR-98-06, Center for Applied Coastal Resarch Department of Civil Engennering, Univ. of Delaware, 80p.
- [10] Larsen, J. and Dancy, H.(1983): "Open boundaries in short wave simulations a new approach", *Coast. Engrg.*, 7, pp.285-297.
- [11] Liu P. L-F., Yoon, S. B. and Kirby, J. T.(1985): "Nonlinear refraction- diffraction of waves in shallow water", *J. Fluid Mech.*, 153, pp.185-201.
- [12] Liu, P. L.-F., Cho, Y.-S., Briggs, M. J., Kanoglu, U. and Synolakis, C. E.(1995): "Runup of solitary waves on a circular island", *J. Fluid Mech.*, 302, pp.259-285.
- [13] Madsen, P. A., Murray, R. and Sørensen, O.R.(1991): "A new form of Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics", *Coast. Engrg.*, 15, pp.371-388.
- [14] Madsen, P. A. and Sørensen, O. R.(1992): "A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly varying bathymetry", *Coast. Engrg.*, 18, pp.183-204.
- [15] Madsen, P. A. and Warren, I. R.(1984): "Performance of a numerical short-wave model", *Coast. Engrg.*, 8, pp.73-93.
- [16] Madsen, P. A., Sørensen, O. R. and Schäffer, H. A.(1997): "Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part II. Surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves", *Coast. Engrg.*, 32, pp.289-319.
- [17] Nwogu, O.(1993): "An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation", *J. Wtrwy, Port, Coast. and Oc. Engrg.*, 119(6), pp.618-638.
- [18] Peregrine, D. H.(1967): "Long waves on a beach", *J. Fluid Mech.*, 27, pp.815-82.
- [19] Rygg, O. B.(1988): "Nonlinear refraction-diffraction of surface waves in intermediate and shallow water", *Coast. Engrg.*, 12, pp.191-211.
- [20] Schäffer, H. A., Madsen, P. A. and Deigaard, R.(1993): "A Boussinesq model for waves breaking in shallow water", *Coast. Engrg.*, 20, pp.185-202.
- [21] Shapiro, R.(1970): "Smoothing, filtering, and boundary effects", *Review of*

- geophysics and space physics*, Vol. 8, No. 2, pp.359-386.
- [22] Smagorinsky, J. S.(1963): "General circulation experiments with the primitive equations", *Mon. Weather Rev.*, pp.93-99.
- [23] Svendsen, I. A.(1984a): Mass flux and undertow in a surf zone, *Coast. Engrg.*, 8, pp.347-365.
- [24] Svendsen, I. A.(1984b): Wave heights and set-up in a surf zone, *Coast. Engrg.*, 8, pp.303-329.
- [25] Svendsen, I. A., Yu, K. and Veeramony, J.(1996): "A Boussinesq breaking wave model with vorticity", *Proc. Int. Conf. Coast. Engrg.*, Orlando, Florida, pp.1192-1204.
- [26] Tao, J.(1983): "Computation of wave run-up and wave breaking", Internal report, Danish Hydraulic Institute, 40p.
- [27] Tao, J.(1984): "Numerical modelling of wave runup and breaking on the beach." *Acta Oceanologica Sinica*, 6(5), pp.692-700, in Chinese.
- [28] Wei, G. and Kirby, J. T.(1995): "A time-dependent numerical code for the extended Boussinesq equations", *J. Wtrwy, Port, Coast. and Oc. Engrg.*, Vol.121, No.5, pp.251-261.
- [29] Wei, G., Kirby, J. T., Grilli, S. T. and Subramanya, R.(1995): "A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly nonlinear unsteady waves", *J. Fluid Mech.*, 294, pp.71-92.
- [30] Wei, G., Kirby, J. T. and Sinha, A.(1999): "Generation of waves in Boussinesq models using a source function method", *Coast. Engrg.*, 36, pp.271-299.
- [31] Witting, J. M.(1984): "A united model for the evolution of nonlinear water waves", *J. Comp. Phys.*, 56, pp.203-236.
- [32] Zelt, J. A.(1991): "The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves", *Coast. Engrg.*, 15, pp.205-246.

第6章

結 論

本研究では、海岸護岸の被災について統計的な解析を行い、その特性を明らかにし、さらに洗掘およびそれに伴う沈下の機構について水理実験と数値計算を用いて検討し、考察を行った。以下に、これまでに得られた知見を要約し、結論とする。

第1章では、我が国の海岸の利用および海岸防護施設の整備状況について概説するとともに、既存施設の被災特性を把握し、原因を究明した上で整備を進めていくことの重要性について議論した。また、海岸保全施設の主な被災原因として考えられる洗掘対策の現状と、その不十分さについても言及した。さらに、被災後の復旧においてよく利用される消波ブロックの被災について、これまでに検討されていることから、被災の実態を把握した。

第2章では、護岸を対象として既往の被災事例について統計的解析を行い、その被災形態や被災原因について考察した。護岸の被災事例の50%以上は、洗掘による災害であることがわかった。さらに、冬季風浪による被災原因のほとんどは洗掘であった。被災護岸の経年変化から、築造後5年未満と20年過ぎにピークを迎えることを示した。設計波浪以下であっても、洗掘による被災は発生することを明らかにした。

第3章では、被災原因として最も多い洗掘による被災事例を対象に、より詳細な統計解析を行った。洗掘が越波や消波ブロック所要重量に及ぼす影響についても検討した。洗掘により被災した直立護岸のうち、石積式の割合が高く、ほとんどが全破損していることを明らかにした。しかしながら、消波護岸では消波工や根固めの被災のみで、護岸本体が破壊されることはなかった。洗掘によって護岸前面の水深が増大または消波工天端が沈下すると、堤前波高および越波流量はかなり増大して、大きな災害に結びつくことがわかつ

た。さらに、海底が洗掘されることがなければ、十分な所要重量を有していた消波ブロックであっても、堤前波高の増大によって、重量不足となり被災することを示した。

第4章では、洗掘災害として分類される、護岸前面を消波工で被覆した護岸における消波工の沈下原因を調べるために、規則波を用いて水理模型実験を実施した。消波ブロックの沈下は砂地盤が洗掘されることによる沈下と、大きな波力でブロックが移動することによる沈下とからなっている。堤脚水深が深くなって砕波点が護岸に近づくほど、堤脚部は大きく洗掘されることがわかった。波力で消波ブロックが移動されるようになると、消波工の沈下は非常に大きくなり、入射させた換算沖波波高の半分以上の沈下が生じる。海底地形が最も大きく変化する箇所は、沖波波高とほぼ同じ水深のところであり、大きな砂堆と洗掘が生じ、これが消波工設置部分における砂地盤の洗掘に大きな影響を与えることを明らかにした。

第5章では、Boussinesq モデルを用いて波浪変形計算を行い、消波工設置部における波の挙動や底面流速が、洗掘に及ぼす影響を調べた。浅海域において、数値計算によって水位変動を再現した。浅水変形についてはうまく計算できるが、2次砕波や越波についてはモデルの改良が必要である。堤前水深が比較的浅い場合には、底面流速についても再現でき、急激な流速変動が発生している位置で地形変化が起きることがわかった。平衡状態になるにつれて沖方向の底面流速は減少し、砂の移動が安定することを明らかにした。

以上述べたように、本研究は現地における実際の護岸被災事例から被災の特性を明らかにするとともに、模型実験を行って、消波工被覆護岸の洗掘特性を調べた。その結果、被災事例のうち、洗掘を主たる原因とするものが、全体の半数以上もあった。洗掘によって水深が増大し、護岸前面の消波工が沈下すると、越波量や波力が増大することを実験的に明らかにした。そして、波浪変形数値計算で波形の特性や流速特性から、洗掘機構が類推できるか検討を行った。流速の鉛直分布を計算していないために、詳細な洗掘機構は明らかにできなかったが、波形には広い範囲の海底地形が影響することを明らかにできた。

今後は、消波工の沈下被災について、来襲波高に対応した重量のブロックを用いた検討をする必要がある。また、鉛直方向の流速分布を計算するには、VOF 法のように鉛直方向にも格子を設ける必要がある。しかしながら、沖からの比較的広い領域を計算しようとすると、VOF 法のような3次元流体直接解析モデルは、計算時間が掛かりすぎるという問題点もある。計算法については今後の検討課題である。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、終始あたたかいご指導を賜りました、京都大学防災研究所教授 高山知司先生に深甚なる謝意を表します。

京都大学防災研究所助教授 間瀬 肇先生には、Boussinesq モデルの理論および数値計算プログラムの使用法をはじめ、本研究全般にわたって的確なご教示をいただきました。深く感謝しております。

京都大学工学部教授 酒井哲郎先生、ならびに京都大学防災研究所助手 吉岡 洋先生には、海岸工学の幅広い見識に基づいた、本研究に対する有益なご指導やご助言を頂きました。謹んで感謝の意を表します。

関西大学工学部教授 井上雅夫先生、ならびに同講師 島田広昭先生には、折にふれて様々なご助言、あたたかいご支援を頂いたのみならず、過去の文献資料等を快く提供していただきました。ここに感謝の意を表します。

実験を実施するにあたって、細部にわたってご尽力くださった京都大学防災研究所 藤木繁男技官、並びに実験を快く手伝ってくださった大豊建設(株) 帯包浩司氏に厚く御礼申し上げます。

論文の作成にあたって、多岐にわたるご支援、ご協力をいただきました、國富株式会社 國富将嗣氏をはじめとする、京都大学防災研究所 水災害部門 海岸・海域災害研究分野の諸先輩方、後輩のみなさま、ならびに(株)ハイドロソフト技術研究所 木村彰宏氏に改めて感謝いたします。

最後に、貴重な資料を提供してくださった、国土交通省港湾局海岸・防災課の関係諸氏に、この場を借りて御礼申し上げます。

付録A:波浪に係わる水理実験の変遷

海岸工学講演会は1953年(昭和29年)に第1回が神戸で開催されてから、今年(平成14年)北海道釧路市における開催で49回を数える。海岸工学の研究においては、海の波を実験室内に再現することが重要であり、造波装置の発達はこの方向を目指して進められてきた。また、過去において、水理実験が海岸工学の発展に及ぼした効果は計り知れないほど大きい。

ここでは、海岸工学講演会で発表された論文の中から、水理実験に関するものを抽出し、波浪に係わる水理実験の変遷と経済発展などの時代背景との関係を調べることによって、本研究における水理実験の意義を確認する。

A.1 分類方法

海岸工学講演会講演集(1~16回)、海岸工学講演会論文集(17~35回)および海岸工学論文集(36~46巻)の中から、水理実験を行っている論文をすべて抽出した。まず、実験の内容を、1)理論や数値計算の妥当性を検証することを目的とした実験、2)波浪に関する実験(越波、碎波など)、3)波力・波圧に関する実験(浮体の動揺も含む)、4)漂砂および洗掘に関する実験、5)潮流および拡散に関する実験、に分類した。そして、実験に用いた波浪について、規則波および一方向不規則波、多方向不規則波、孤立波に分けて調べた。さらに、実験水槽についても一様水路か平面水槽かを分類した。

A.2 水理実験の変遷

A.2.1 実験論文の変遷

図-A.1 は全論文数と実験論文数の変遷を示したものである。これによると、全論文数は 1980 年代を除くと年々増加する傾向にある。一方、実験論文数についても同様に年々増加する傾向にあるが、全論文数の増加に比べるとその増加割合は小さい。

そこで、その割合について詳しく検討したところ、第 10 回 (1963 年) から第 29 回

(1982 年) までは常に約 50~60%を占めていたものが、それ以降は年々減少しており、ここ 3 年間に至っては約 33%と非常に少なくなっている。

これは、波浪変形や波の遮蔽に関する研究が模型実験中心だったものが、数値計算による検討に変わったこと、漂砂や生態に関する研究においては相似則の適用が難しいため、水理模型実験から現地観測へと研究の方向が動いたことが原因と考えられる。現地観測施設としては、旧建設省土木研究所 (国土交通省国土技術政策総合研究所) 管轄の漂砂観測用栈橋は、阿字ヶ浦海岸に 1972 年から 1976 年にかけて建設され、それ以降現地観測が行われている。また、旧運輸省港湾技術研究所 ((独) 港湾空港技術研究所) の波崎観測所は 1981 年に着工され、1986 年から現地観測が開始されている。さらに、京都大学防災研究所の大湊波浪観測所でも 1986 年に観測専用 T 型栈橋の使用が始められている。

現地観測では外力条件を制御することができないために、どの要素が最も大きな効果を及ぼしているのか判定しにくい。このことから、今後は外力の制御が容易な水理模型実験に研究の方向が再び移ってくるのではないかと考えられる。一方、数値シミュレーションの精度も向上してくるので、ある部分の実験は少なくなるであろう。

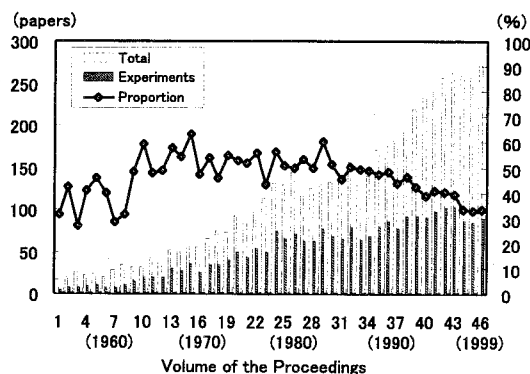


図 A.1: 全論文数と実験論文数の変遷

A.2.2 実験内容

図-A.2 は実験内容ごとに分類した実験論文数の全論文数に対する割合を示したものである。

第二次世界大戦後間もなくの期間は、戦争による国土の荒廃と、相次いで襲ってきた伊勢湾台風などの巨大台風や地震による厳しい自然災害頻発の時代であった。こうした自然災害に対する国土保全が最優先課

題となり、漂砂に関する研究がまず実験を行うことによって検討された。

その後、高度経済成長期に入ると太平洋沿岸各地で港湾施設の整備が急速に進められた。そこで、十分な港内静穏度を確保するための防波堤配置を決定することが重要となり、遮蔽実験などの波浪に関する実験が非常に多くなった。

1980 年以降になると、検証実験の割合が増加し、最も多くなっている。これは、電子計算機の速度の飛躍的な発達とともに数値計算手法が数多く提案され、計算結果の妥当性を検証することを目的として実験が行われるようになったためである。こうした検証実験の割合は、今後も増加する傾向にある。

波力・波圧に関する実験についてはややばらつきがみられるが、その割合はそれほど変化していない。これらの分野は非線形性が強く、実験の必要性が高いためであろう。

潮流・拡散に関する実験については、1970 年代～80 年代中頃は約 10% を占めているが、それ以降はほとんど実験が行われていない。これは、高度経済成長期の工場や家庭からの排水による港内の汚染や、発電所の建設による温排水が問題となった時期と一致している。こうした問題への対策が、まず水理実験を行うことによって検討され、その結果、数値計算手法などがある程度確立されたことや、実際の現地での拡散係数の値についての情報が少ないために、開発すべき研究内容が薄くなったことが、実験論文数の減少に影響を及ぼしたと考えられる。

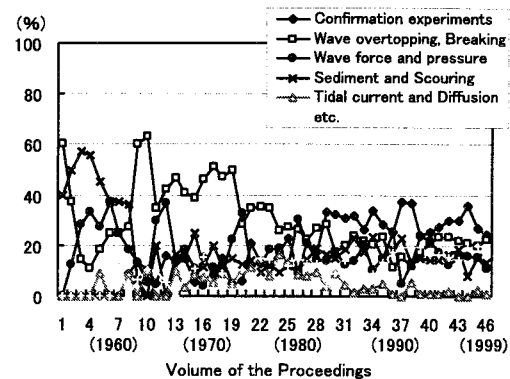


図 A.2: 実験論文数の割合

A.2.3 実験に用いた波浪の種類

図-A.3 は実験に用いられた波浪の種類とその割合について示したものである。水理実験が始められた当初は、そのほとんどが規則波を用いたものであった。また、仕切の両側に水位差を持たせ、仕切を瞬時に取り除くことによって生じる孤立波を作用させただけの簡単な実験もいくつかみられた。

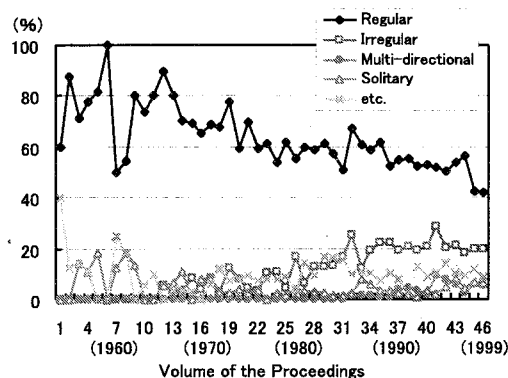


図 A.3: 実験波浪

1960 年代になると実験水路内に不規則波を造波しようとする試みがなされるようになった。わが国において最初の不規則波造波装置は、1963 年 (昭和 38 年) に旧運輸省港湾技術研究所 ((独) 港湾空港技術研究所) に設置されたピストン型油圧式造波装置で、周波数が異なる 10 台の正弦波発生器の信号を重ね合わせて造波するものであった。成分波の数は少ないが、それでも波の非線形性で比較的滑らかなスペクトルの波が発生できた。1960 年代は船舶関連の試験水槽を中心にして次第に普及し、1970 年代になると海岸・港湾関連の実験水路・水槽に普及するようになり、最近では不規則波を用いた実験の割合は約 20%ほどを常に維持している。

1980 年代に入ると、斜め波の造波原理を応用して、多方向不規則波造波装置が Salter(1981) によって開発された。この方法は、幅の狭い造波板を並べて位相をずらして起こした斜め波を成分波にして、異なる成分波を同時に発生させて多方向不規則波を造波するものである。造波された斜め波の特性については十分な検討がなされておらず、簡単な原理が示されているに過ぎなかった。そこで、斜め波の造波理論 (Takayama, 1984) の確立が行われた。そして、こうした理論をもとに、わが国最初が多方向不規則波造波装置が 1983 年 (昭和 58 年) に旧運輸省港湾技術研究所 ((独) 港湾空港技術研究所) に設置された。多方向不規則波造波装置の導入は急速に進み、1990 年までにわが国の大学や水理研究所の多くに導入された。この図においても、1990 年代に多方向不規則波を用いた実験論文がいくつかみられるようになっている。

しかしながら、多方向不規則波造波装置が急速に導入されたにも拘わらず、一方向不規則波造波装置が導入されたときとは異なり、多くの新しい知見が得られたとは思えない。多くの知見は、それまでの知識から類推できるものであった。一方向不規則波が導入され始めた時期は、不規則波に対する情報が増え、標準的な周波数スペクトルや方向分布形が提案されるようになった時期であり、また、港湾の技術上の基準も改定され、波を不規則波として取り扱うようになった時期でもある。そのため、新たに開発された一方向不規則波造波機を用いて精力的に研究が行われた。多方向不規則波が導入された時期は、海の波の多方向性についての知識も充分蓄積され、海の波を多方向不規則波として取り扱う数値計算法も確立され、多方向不規則波になったらどのようなことが起きるかということが推測できるまでになっていた時期でもある。そのため、多方向不規則波造波装置が新たに導入されても、すぐに新しい知見は得られず、その結果として一方向不規則波造波装置の導入によって得られた成果より、多方向不規則波造波装置による成果が少なく感じてしまうのであろう。

なお、漂砂実験に用いられる振動流や風洞水槽における風波などは、その他の波浪として分類した。

A.2.4 実験水槽

図-A.4 は実験に用いられた水槽について分類したものである。最初は主な研究目的が国土保全であり、漂砂が対象であったため、平面水槽を用いた実験が比較的多かった。

1960年代後半からは一様水路を用いた実験が中心となり、その割合は約60%前後で1990年までほぼ一定であった。

1990年代になると平面水槽を用いた実験が30%程度まで増加している。これは、多方向不規則波造波装置が導入され始めたこと、数値計算手法が進歩して3次元でのシミュレーションが可能になり、その妥当性の検証が必要となったことなどが原因と考えられる。

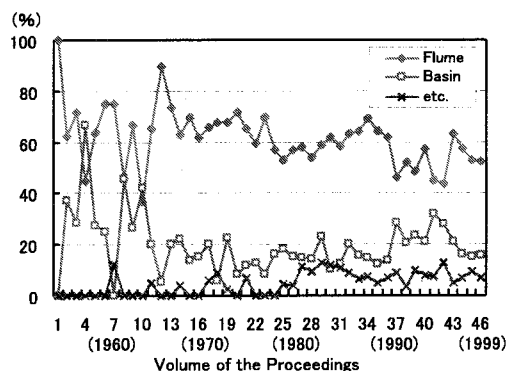


図 A.4: 実験水槽

なお、その他とは振動流水槽などであり、粒子追跡法が確立されたのに伴って、1980 年以降約 10%前後を常に占めている。

A.3 実験の目的による分類

A.1 で述べたように、実験の種類によって水理実験を行った論文を分類したが、それぞれについて実験波浪および実験水槽の変遷を詳しく検討した。

A.3.1 検証実験

まず、検証実験についてその実験波浪と実験水槽の変遷を図-A.5 に示した。

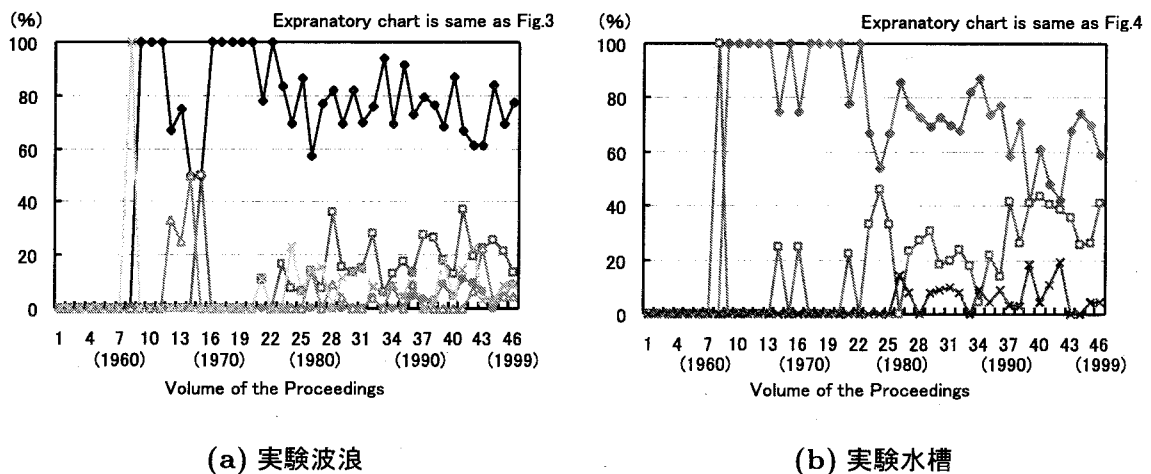


図 A.5: 検証実験

検証実験が始められたのは 1960 年頃からであり、海底摩擦による波高減衰や重複波、有限振幅波など、波の機構に関するものが主な研究対象であった。当初は、理論計算式を摂動法などを用いて逐次計算を進め、得られた結果を確認する程度であった。その後、越波や碎波、波力など、構造物の設計に影響を及ぼす、より複雑なものへと研究対象は広がっていった。これは、基礎実験によって波の機構がある程度明らかにされ、理論計算式の確立が進んだためであろう。

実験波浪については規則波が中心であり、最も大きな割合を占めている。当初は、理論式においては波の不規則性まで考慮できておらず、比較対象として規則波を用いざるを得なかった。さらに、規則波の方が条件を単純化することができ、不規則波よりも結果を比

較しやすく、計算時間も短くて済むためであろう。

1980年代以降、不規則波によるものも20%程みられるようになっている。研究内容としては、港内の波高分布や屈折、回折、浅水変形など、それ以前から模型実験による検討がなされてきたものであった。実験より得られた結果から数値計算手法が確立され、さらに不規則波を適用できるように拡張されたため、その妥当性の検証に不規則波が用いられるようになったのであろう。

また、90年代には多方向不規則波を用いた検証実験も行われるようになっていく。まず最初は、多方向不規則波の造波信号の発生法に関する研究(高山ら, 1989)が行われた。造波信号をシミュレートする手法としては二つの方法がある。一つはシングルサンメーション法と呼ばれ、多方向不規則波を構成する周波数の異なる各成分波がそれぞれ異なる波向きを持つものとして、これらの成分波を多数重ね合わせることによって造波する方法である。もう一つはダブルサンメーション法と呼ばれ、同一の周波数に対して波向きの異なる成分波が多数存在するものとして、これらの成分波を重ね合わせるによって造波する方法である。検証実験の結果、ダブルサンメーション法では位相ロッキングが起こって、目標とする波より方向分布が広がる可能性があることが明らかになり、現在ではシングルサンメーション法が一般的な手法として取り入れられている。

さらに、数値計算機の処理速度は飛躍的に向上し、少々複雑なプログラムであっても解析が可能になった。波浪変形計算手法は急速に進歩し、現在ではかなりの精度で実海域に近い波を再現できるようになった。こうした数値シミュレーションの進歩と共に、その研究対象は、浮体の動揺(池野ら, 1995)、越波(平石ら, 1996)、漂砂(池野ら, 1998)など多岐にわたるようになった。今後も計算機の性能が向上していくことは間違いなく、検証実験の割合は増加すると思われるが、実験に用いられる波浪の割合は、規則波が60~70%、一方向不規則波20~30%、多方向不規則波が10%程を維持し、それほど大きくは変化しないであろう。

実験水槽については、1980年までは一様水路によるものがそのほとんどを占めていた。断面2次元プログラムの方が空間分布を考慮する必要がなく、式の展開も簡単なために、水路による実験が主に行われたのであろう。しかし、1980年以降は平面水槽の割合が増加しており、ここ10年間では約40%とかなり多い。近年、Boussinesq方程式を用いた実海域の波浪変形を再現することのできる3次元プログラム(Sørensen et al., 1998)など、

より高度なシミュレーションプログラムの開発も進んでおり、今後、平面水槽による検証実験の割合は増加し、一様水路とほぼ同じ数になるのではないだろうか。

A.3.2 波浪関連

図-A.6 は越波や碎波、波浪変形、港内静穏度などの波浪に関する実験について、実験波浪および実験水槽の変遷を同様に示したものである。

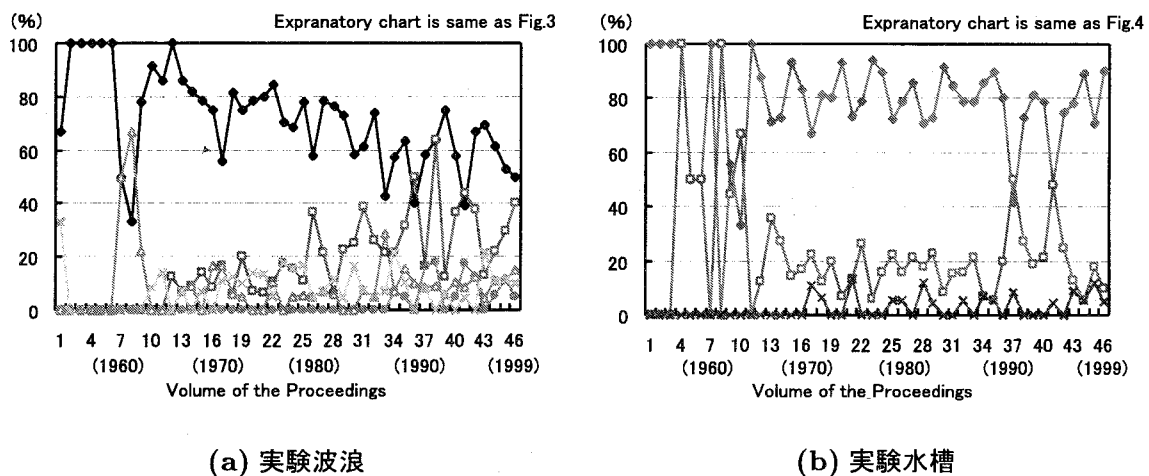


図 A.6: 波浪関連

実験波浪については、最初こそ規則波がほぼ 100%であったが、不規則波造波装置が開発されるとすぐに不規則波が用いられ始めている。波浪に関する研究にとっては、実際の海の波を再現することが最も重要な課題であった。さらに、1980 年以降不規則波を用いた実験論文の割合が常に 20~40%を維持していることから、不規則波を用いて実験を行う必要性の高さがわかる。

越波量は護岸や堤防を波が越える水量を示しており、構造物の形状や波形、不規則性などに強く影響され、非常に非線形性が強いために数値計算をすることは不可能に近く、たとえできたとしても不規則波実験による検証が必要である。さらに、越波量は波高の大きさによって変化するために波の不規則性の影響が強く、不規則波の波群に対する期待値として期待越波流量という概念が導入された。そして、規則波実験による越波量から波高分布を考慮して、不規則波としての平均越波流量に変換する方法が検討されていた。しかし、不規則波造波装置が導入されることによってこのような変換が必要でなくなり、測定した越波量の平均値が期待越波流量として求まるようになった。

合田ら (1975a) によって提案された不規則波実験の越波流量算定図は、護岸等の天端高を設定するのに利用されている。図-A.7 にその一例を示す。

防波堤を越波した波が背後の水域に落下して、それによって生じる波、あるいは堤体下部のマウンドを通過して背後に伝わる波、堤体を通過して背後に伝わる波が伝達波である。堤体あるいはマウンドを通過して伝わる波については、半理論的な取り扱いも可能になってきているが、越波による発生波については非線形性が強いため、不規則波による実験に頼らざるを得ないのが現状である。

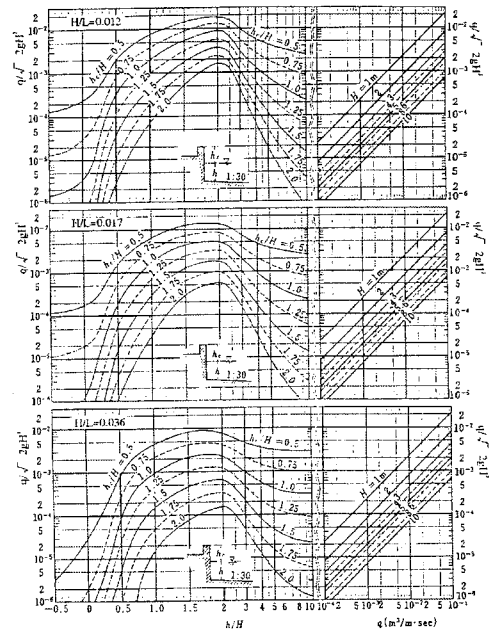


図 A.7: 直立護岸の越波流量推定図

回折や屈折、浅水変形は線形的変形が主体であるために、それぞれの成分波の変形をエネルギー的に重ね合わせるだけで不規則波としての変形が計算できる。しかしながら、砕波変形は非線形性が非常に強い現象である。このような非線形性の強い砕波変形を計算するにあたっては、砕波によるエネルギー逸散量を設定しなければならない。エネルギー逸散量を推定する方法として、経験的な砕波指標を用いる方法や水粒子速度と波速の関係から設定するもの、砕波発生率から設定するものなど多くの手法が提案されているが、どれを用いても極端に大きな差はなく、実験値とも比較的良好に一致することが明らかになっている。このような砕波による波浪変形に関して提案された計算法の妥当性についての検証も、不規則波造波装置が開発されたことによって可能になった。逆に、不規則波造波装置が開発され、実験による検証が可能になったために、砕波によるエネルギー逸散の経験式が提案できるようになったといっても過言ではない。

次式は、合田 (1975b) により導かれた砕波限界を考慮した波高変化の近似式である。

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} \left(1 + 15 \tan^{4/3} \theta \right) \right] \right\} \quad (\text{A.1})$$

ここに、 θ は海底面が水平面となす角で、 $\tan \theta$ が海底勾配を表す。

また、図-A.8 は不規則波実験における H_{\max} および $H_{1/3}$ の変化と計算結果とを比較したものである (合田, 1975b)。全体として実験値と計算値の一致は良好である。さらに、現地観測値との比較も行っており、波高変化の傾向がほぼ観測値と一致することも明らかにされている。

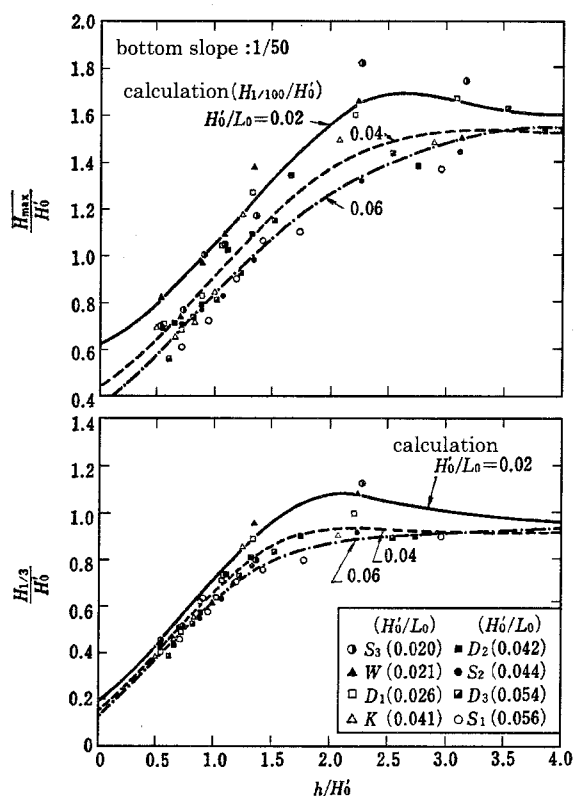


図 A.8: 不規則波実験における H_{\max} および $H_{1/3}$ の変化と計算結果との比較

砕波による波高減衰が起きると、運動量フラックスが不平衡になり、ラディエーションストレスによって平均海面に勾配が生じる。その結果、砕波帯内では岸側に近づくほど平均水位は増大する。この現象をセットアップと呼んでいる。不規則波が入射すると、このセットアップの量もゆっくり変動する。このゆっくりした水面変動は既に現地で観測され、サーフビートと呼ばれていた。これも実験によって確認され、合田 (1975b) によって次式のような実験式が提唱されている。

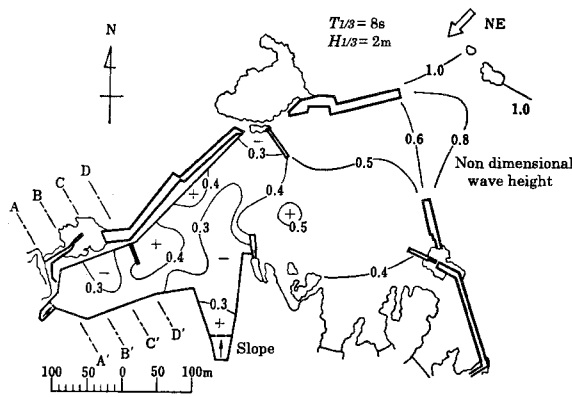
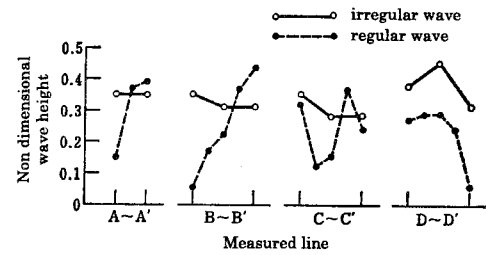


図 A.9: 不規則波に対する港内波高

図 A.10: 規則波および不規則波による
港内波高の測定値の比較

$$\zeta_{\text{rms}} = \frac{0.01H_0'}{\sqrt{\frac{H_0'}{L_0} \left(1 + \frac{h}{H_0'}\right)}} \quad (\text{A.2})$$

ここに、 ζ_{rms} はサーフビート波形の標準偏差値である。

所要の港内静穏度を満足させるのに必要な防波堤配置を決定するための実験では、当初は規則波を用いて行われていた。規則波実験では、港内の岸壁からの反射波によって重複波が起き、波高を測定している場所によって波高は大きく変化する。そのため、波高を細かく測定して平均化し、平均値をその地点の波高とする方法が採られていた。図-A.9 は不規則波に対する港内波高を測定した例 (合田ら, 1977) であり、等波高比線図で表したものである。図中の A~D の測線沿いの波高比を求めて規則波の場合と比較したものが図-A.10 である。不規則波実験では、数多くの周期の異なる成分波を含むために、規則波ほど場所的な波高変化は少なく、その地点で測った波高がそのまま現地における波高とみなすことができる。このように、規則波から不規則波を用いるようになったことで、波高の場所的变化に気を使う必要性が少なくなった。しかしながら、港内静穏度には波の方向分布が周波数分布より大きな影響を与えることがわかってきている。こうした問題への対応が今後必要であり、不規則波実験、数値計算の両面から行われていかなければならない。

90 年代に入り、多方向不規則波造波装置が開発されるのに対応するように、波浪に関する実験でも多方向不規則波が用いられ始めている。

水深が浅い場所では、波は屈折によって方向分散性が小さくなり、一方向不規則波のような挙動をするが、水深が深いと波の多方向性が顕著になり、越波に対する影響が強くなると考えられる。平石ら (1994a) は多方向不規則波を用いた実験を行い、越波量に及ぼす波の多方向性の影響を検討している。その結果、図-A.11 に示すように多方向波を作用させた場合には、一方向波に比べて越波流量は約 2 割程度低減することが明らかになった。これは、多方向波が有する斜め入射波成分による影響であり、数値シミュレーションによっても確認されている。

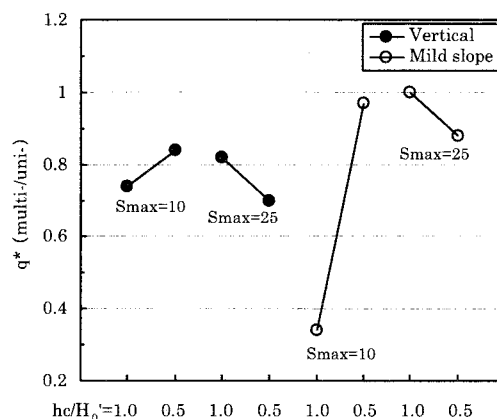


図 A.11: 単方向と多方向不規則波の越波量の違い

円形浅瀬や楕円形浅瀬による波の変形では、規則波の場合、波の屈折と回折現象で場所的に波高が大きくばらつくが、一方向不規則波になると、周期が異なる波が多く含まれるために、場所的な波高のばらつきは均されて小さくなる。さらに、多方向不規則波の場合には、波の進行方向がそれぞれ異なるために、波高のばらつきはより小さくなる。

以上のようなことは、多方向不規則波を用いた実験によって新たにわかったわけではなく、多方向不規則波を用いた波浪変形計算によって既に予測されており、このような実験はそのことを追認したに過ぎない。しかしながら、多方向不規則波によって明らかにしていかなければならない課題も残っており、今後は、多方向波による実験の割合ももう少し増加し、20%以上になると思われる。とはいえ、一方向不規則波による実験が主で 40～50%を占め、残りが規則波になるだろう。したがって、実験施設を整備していくにあたっては不規則波造波装置が不可欠であるといっても過言ではない。

また、実験水槽については一様水路が主であり、常に 80%前後を維持している。平面水槽も港内静穏度や回折、多方向不規則波による影響などの検討を行うのに用いられており、常に約 20%前後みられる。今後も、この割合はほとんど変わらないと思われる。

A.3.3 波力・波圧

波力や波圧、浮体の動揺などに関する実験についても同様に、実験波浪および実験水槽の変遷を図-A.12 に示した。

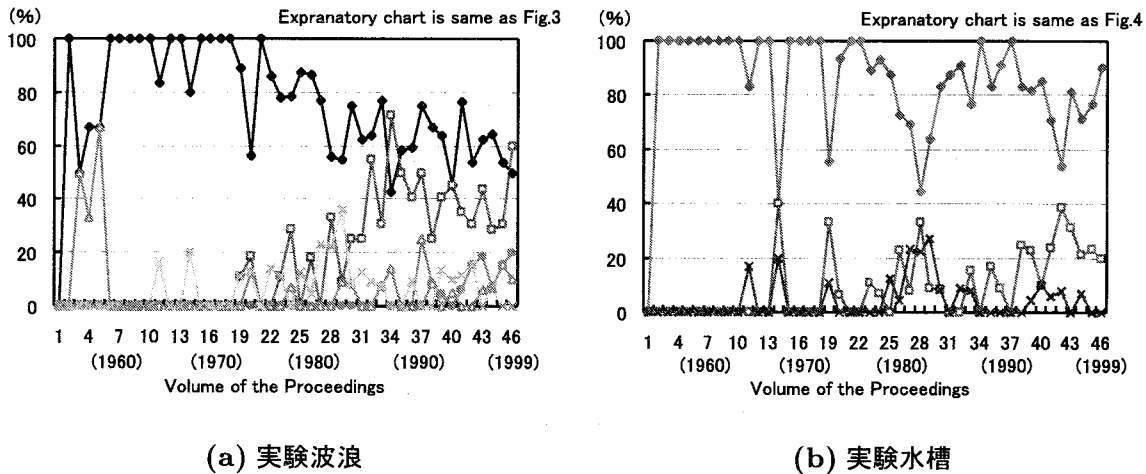


図 A.12: 波力と波圧

1970 年代半ばまではほぼ 100%規則波が用いられていたが、不規則波造波装置が開発されてからは不規則波の占める割合が急激に増加しており、1985 年頃からは 40~50%を維持している。図-A.6(a) に示した波浪関連の実験と比較しても、規則波から不規則波への変化がより顕著に現れている。不規則波への移行が急速になされた原因としては、設計波高として不規則波群中のどの代表波をあてはめるかが明確でなく、1/10 最大波や有義波を用いることの妥当性に対する議論が多かったこと、衝撃碎波力が防波堤の機能に及ぼす危険性が示唆されていたことなどが挙げられる。

波力に対して消波ブロックが安定しているのに必要な所要重量は、Hudson 公式によって算定されており、その公式中の波高としては有義波高が用いられていた。そのため、消波ブロックの安定性の実験では、有義波高に対応した規則波を用いて行われていた。不規則波造波装置による実験が可能になってからは、不規則波を用いた実験が行われ、消波ブロックを用いた構造物では、波群中の最高波一波の作用で破壊に至るのではなくて、大小の波の連続的な作用によって被害が進行することが明らかになった (谷本ら, 1985)。さらに、有義波に対応する規則波を用いた実験よりも、同じ有義波の不規則波を用いた実験の方が、結果として得られる被害の程度は大きくなる傾向があり、消波ブロックの安定性の

実験では不規則波を用いる必要がある。Hudson 公式における K_D 値についても、不規則波実験で求めた値を用いるのが妥当である。

また、浮体に関しても、最近では不規則波を用いて実験を行うことが標準になってきている。浮体に規則波を作用させると、規則波の周期で動揺し、浮体の固有周期にほぼ等しい周期の波が入射すると、共振によって動揺は大きくなる。一方、不規則波を作用させると、不規則波を構成している成分波が規則波であるかのように作用し、運動は成分波に対する運動の合成として現れるが、規則波と大きく異なる点は、図-A.13 に示したような、スロードリフトオスシレーションと呼ばれるゆっくりした運動が起こることである。この運動の原因は入射波高の 2 乗に比例する水平力（波漂流力）が浮体に作用するため、大きな波高が作用しているときは大きな水平力が作用し、浮体は大きく移動される。そして、入射波高が小さくなるとこの力は小さくなり、係留系によって引き戻されるために移動量は小さくなる。こうした、波高包絡線の変動のようなゆっくりした変動が浮体運動の固有周期に近いと、運動が増幅されることが起きる。そして、この運動によっても浮体の係留系に大きな力が作用するようになる。以上のような理由から、浮体の運動の解析には不規則波としての取り扱いが重要となってくる。

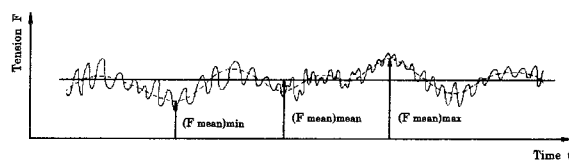


図 A.13: スロードリフトオスシレーションによる係留力の変化

一方、多方向不規則波についても、造波装置の開発および導入が進むのとほぼ同時に、波力・波圧の実験に用いられたことは、図-A.12(a) から明らかである。

近年、円柱に作用する波力に対して、多方向不規則波の影響が検討されている。円柱の径が波長に比して大きい場合には、多方向不規則波によって波力が平滑化されて、合力としての波力は小さくなるであろうことは想像できる。円柱の径が小さい場合、円柱に作用する波力は慣性力と抗力の和となる。円柱に作用する波力について、多方向波と一方向波との間で異なるかどうかは、平石ら (1994b) や水谷ら (1996) によって検討されている。その結果、図-A.14 に示すように、一方向波の場合は波が進行する方向にしか作用しないが、多方向波の場合は波の主方向以外からも波が作用するので、主方向に直角な方向にも

波力が作用することが明らかになった。しかしながら、合波力を考えると、方向集中度に関係なく同じ値になる。このことは、小口径の円柱の設計では、波の多方向性を考慮する必要がないことを示している。

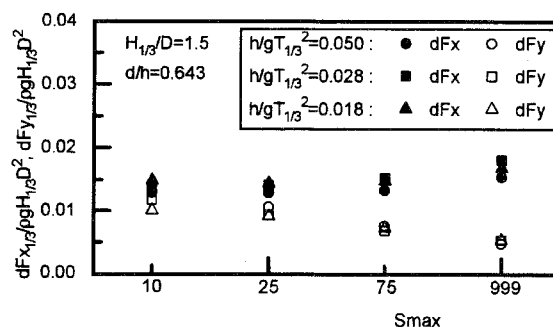


図 A.14: 方向集中度パラメータによる波力の変化

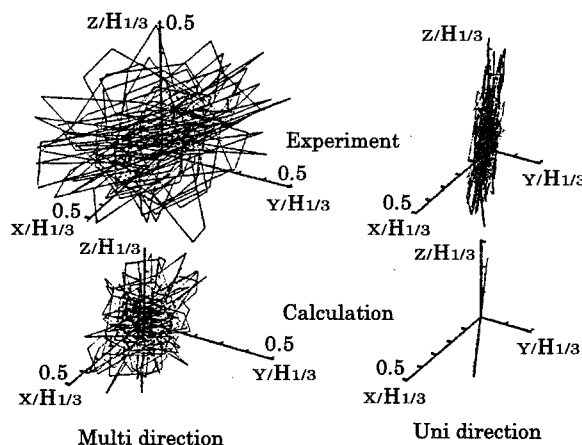


図 A.15: 係留浮体に多方向不規則波を作用させた時の頂点挙動

また、係留浮体の場合、多方向波が入射すると、いろいろな方向の成分波が含まれているために、水平面内の回転運動（ヨーイング）が大きくなることが予測される。池野ら(1991)は多方向不規則波を用いた模型実験を行い、波浪外力の方向分散性が浮体の動揺に及ぼす影響を検討している。係留浮体に多方向不規則波を作用させたときの頂点の動きは、図-A.15に示すように、一方向波の場合、ある方向成分だけが卓越するが、多方向波の場合、卓越する方向がはっきりせず、あらゆる方向へ動く。実験におけるこの動きは数値計算で求めた動きよりも大きい。係留装置も含め浮体運動が線形的であれば、多方向不規則波に対する数値計算は可能であるが、非線形の場合、多方向波に対する浮体運動の計

算は現在においてもまだ不十分で、そのため、計算値が実際の運動より小さくなっているのかもしれない。今後とも、多方向不規則波によるさらなる検証が必要であり、多方向不規則波造波装置の整備が望まれる。

多方向不規則波の割合が 20%以上まで増加する可能性が高く、一方向不規則波が 40～50%を維持するだろう。規則波については、一方向不規則波および多方向不規則波の増加に伴い、年々減少しており、ここ数年は 50%程になっている。今後は、現在よりもさらに減少する可能性が高く、40%以下にまで落ち込むかもしれない。規則波の実験としては波力自体に着目したものが多く、不規則波の実験としては構造物の耐波力や安定性など設計に関するものが多かったが、その傾向は明確ではない。

実験水槽については、多方向不規則波が用いられるにつれて、平面水槽の割合が増加しており、40%程の年もあった。だが、やはり一様水路が中心であり、その割合は 8:2 ぐらいで、少なくとも 7:3 までにとどまるであろう。

A.3.4 漂砂・洗掘

漂砂に関しても同様に、実験波浪および実験水槽の変遷を図-A.16 に示した。

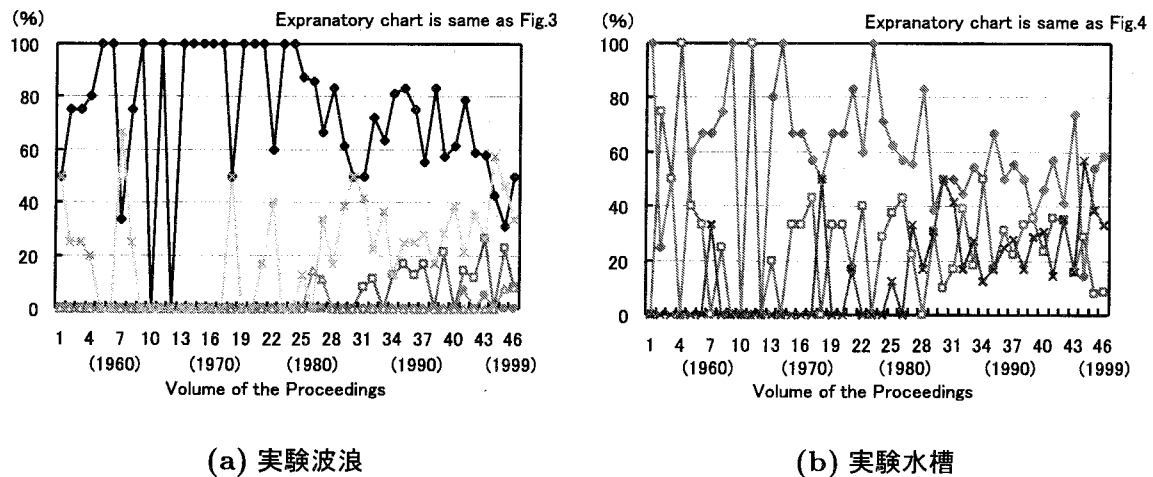


図 A.16: 漂砂と洗掘

実験波浪については、1980 年頃まではそのほとんどが規則波であった。砂の取り扱いには非常に複雑で、波の不規則性までも考慮することが難しいために、漂砂現象を再現するには、規則波を用いることが主流となっていた。

その後、粒子追跡法などが確立されるに従い、振動流を用いた実験論文数の増加が目立

つようになってきた (榊山ら, 1981; 浜本ら, 1982)。現在では、約 30~40%ほどの割合を占めている。

1980 年頃からは、一方向不規則波による実験もいくつかみられるようになってきた (大塚ら, 1984; 入江ら, 1985) が、その割合は規則波やその他として分類した振動流などと比べるとやや少ないようである。しかしながら、不規則波による実験が行われはじめていることから、漂砂に関する研究の進歩と実験手法の向上は認められる。さらに、現地調査の結果を比較、検証する目的からも、今後、不規則波を用いた実験の必要性はより高まるだろう。

多方向不規則波を用いた実験も若干行われている (清水ら, 1994; 河合ら, 1996) が、規則波および一方向不規則波と併せて実験がなされているだけで、波の多方向性の影響を特に対象としているわけではない。波浪や波力などと比べてもはるかに少なく、これから取り組んでいくべき研究課題であるといえる。

実験水槽については、沿岸漂砂などを対象とした場合、どうしても平面水槽による実験が必要であり、波浪や波力などの他の分野と比べても、かなり以前から用いられてきた。振動流による実験が行われはじめてからは、一様水路の割合が減少し、約 50%程度になっており、平面水槽とその他が 30%前後で、ほぼ同じ割合である。今後も、この傾向はあまり変わらないであろう。

A.4 結語

ここで得られた結果を要約すると、以下のようになる。

- 1) 実験論文数の割合は 1980 年を境に減少している。今後は数自体はそれほど変化しないが、その割合は減少していくと考えられる。
- 2) 検証実験が電子計算機の速度の飛躍的な発達とともに最も多くなっており、今後も増加する傾向にあると思われる。
- 3) 波力・波圧に関する実験については、不規則波、一様水路による実験が今後も主流となる。浮体の動揺については、多方向不規則波、平面水槽による実験も行われていくであろう。
- 4) 漂砂に関する実験については、不規則波や振動流による実験が増え、さらに多方向不

規則波を活用した取り組みも必要になってくるだろう。

- 5) 今後、実験施設を整備していくにあたっては、一様水路では不規則波造波装置が不可欠である。また、多方向波によって得られた知見は少ないとはいえ、それを用いて実験すべき課題も残っているので、多方向不規則波造波機能を有した平面水槽による実験も併せて進められることが望ましい。

洗掘による実験の割合は非常に少なく、実験による検証は非常に重要といえる。さらに、数値計算の検証のための実験が主流になっており、本研究における数値計算と水理実験をあわせて行うことの意義が確認された。

参考文献

- [1] 池野正明・鹿島遼一 (1995) : 多方向不規則波・変動風作用下における複数プラントの動揺と非線形係留力の予測, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp.976-980.
- [2] 池野正明・清水隆夫・久保道仁・定森良夫 (1998) : 波の多方向不規則性と浮遊漂砂を考慮した 3 次元海浜変形数値予測モデルの開発と検証, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.531-535.
- [3] 池野正明・円山康樹・平口博丸・鹿島遼一 (1991) : 多方向不規則波浪場における浮揚式発電所の動揺と計算法, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp.781-785.
- [4] 入江 靖・柴山知也・渡辺 晃 (1985) : 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂量, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp.316-320.
- [5] 大塚行則・三村信男・渡辺 晃 (1984) : 不規則波による二次元海浜変形と岸沖漂砂, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.321-325.
- [6] 河合弘泰・工藤 巧・榊本達也・上原 功・平石哲也 (1996) : 潜堤周辺の波・流れ場と砂移動に関する平面実験, 海岸工学論文集, 第 43 巻, pp.651-655.
- [7] 合田良実・岸良安治・神山 豊 (1975a) : 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 4 号, pp.3-44.
- [8] 合田良実 (1975b) : 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp.59-106.
- [9] 合田良実・鈴木康正・蜂須賀和吉 (1977) : 不規則波を用いた港内静穏度, 港湾技研資料, No.271.
- [10] 榊山 勉・三村信男・渡辺 晃 (1981) : 砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究, 第 28 回海岸工学講演会論文集, pp.237-241.
- [11] 清水隆夫・池野正明・氏家久芳・山内一晃 (1994) : 波と水中放水流による海底洗掘特

- 性, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp.561-565.
- [12] 高山知司・平石哲也・立石義博 (1989): 多方向不規則波の造波信号発生法に関する検討, 海岸工学論文集, 第 36 卷, pp.153-157.
- [13] 谷本勝利・原中裕人・山寄一雄 (1985): 不規則波に対する消波ブロックの安定性に関する実験的考察, 港湾技術研究所報告, 第 24 卷, 第 2 号, pp.85-121.
- [14] 浜本健一・三村信男・渡辺 晃 (1982): 砂漣上の振動流境界層に関する実験的研究 (2), 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp.254-258.
- [15] 平石哲也・望月徳雄・鈴木康正 (1994a): 護岸越波流量における波の多方向性の影響, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp.666-670.
- [16] 平石哲也・富田康大・鈴木康正 (1994b): 円柱波力における波の多方向性の影響, 海岸工学論文集, 第 41 卷, pp.836-840.
- [17] 平石哲也・金澤 剛・榊本達也・佐藤一央 (1996): 多方向不規則波の護岸越波流量の数値計算, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp.716-720.
- [18] 水谷法美・藤岡丈夫・渡辺増美・岩田好一朗 (1996): 小口径円柱に作用する多方向不規則波の波力と波力係数の特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 43 卷, pp.866-870.
- [19] Salter, S. H.(1981): Absorbing wave-makers and wide tanks, Directional Wave Spectra Applications, ASCE, pp.185-202.
- [20] Sørensen, O.R., Madsen, P.A.(1998): Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. III. Wave-induced horizontal nearshore circulations, Coastal Engineering, Vol.33, pp.155-176.
- [21] Takayama, T.(1984): Theory of oblique waves generated by Serpent-type wave-maker, Coastal Engineering in Japan, Vol.27, pp.1-19.